institut de physique nucléaire
LABORATOIRE ASSOCIÉ A L'IN2P3

T H E S E

présentée

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITE PARIS - SUD

pour obtenir

Le titre de Docteur 3ème cycle

par

Mademoiselle JACQUET Dominique

SPECIALITE : Chimie Nucléaire

Sujet : Recherche sur les noyaux exotiques très déficients en neutrons dans la région Z ∿ 40. Détermination originale de Q_β, masses et schémas de désintégration.

Soutenue le 14/12/1981

IPN BP n° 1
91406 Orsay

IPNO-T.81.10

ORSAY
n° d'ordre : 3122

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR 3ème CYCLE
Spécialité : CHIMIE NUCLEAIRE

PAR

Mademoiselle JACQUET Dominique

SUJET : Recherche sur les noyaux exotiques très déficients en neutrons dans la région $Z \sim 40$. Détermination originale de Q_β, masses et schémas de désintégratio

soutenue le 14 Décembre 1981 devant la Commission d'examen

MM. LEFORT Président

ISABELLE

DETRAZ

LEBEYEC

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

RESUME

Les études spectroscopiques et les mesures de masses pour des noyaux situés dans la région $N \sim Z \sim 40$ présentent un intérêt particulier du fait de l'importance attendue des effets de structure nucléaire et de déformation pour cette zone de noyaux.

A l'IPN d'Orsay, auprès de l'ensemble accélérateur ALICE, ces études sont réalisées grâce à un dispositif expérimental efficace qui associe la technique de transport d'activité par jet d'Helium à deux systèmes indépendants de détection :

- un dispositif d'identification en masse par temps de vol des isotopes formés ;
- un dérouleur de bande permettant de faire des études de spectoscopie gamma, et d'une façon générale, d'analyser les coïncidences dans de très bonnes conditions d'efficacité géométrique.

Les masses nucléaires ont été obtenues par la détermination des énergies de transition β^+ (Q_{EC}) des isotopes produits à l'aide d'une méthode originale d'analyse de la forme des spectres d'énergie béta. Ce traitement, applicable à des spectres de faible statistique, conduit généralement à une précision de l'ordre de $\pm$ 100 keV. Afin d'alléger le travail de "dépouillement" et calculer de façon plus symétrique et objective les incertitudes sur les valeurs de Q_β obtenues, un programme de traitement de spectres a été élaboré et mis au point.

L'utilisation de ce programme a permis, non seulement d'obtenir les masses de nouveaux isotopes déficients en neutron (^{79}Sr, $^{80-83}Y$ et ^{83}Zr), mais aussi par un retraitement systématique des données déduites d'expériences précédentes, d'aboutir à un ensemble de résultats cohérents pour un grand nombre d'isotopes dans cette région.

ABSTRACT

Spectroscopic studies and mass measurements of nuclei near the line $N \cong Z \cong 40$ are of particular interest since effects of nuclear structure and nuclear deformation are considered to be important in this mass region.

We have used the ALICE accelerator at the Institut de Physique Nucléaire in Orsay to investigate this region of nuclei. The expérimental set up - based on the transport of radioactivity by the He-jet technique - is composed of two independant systems :

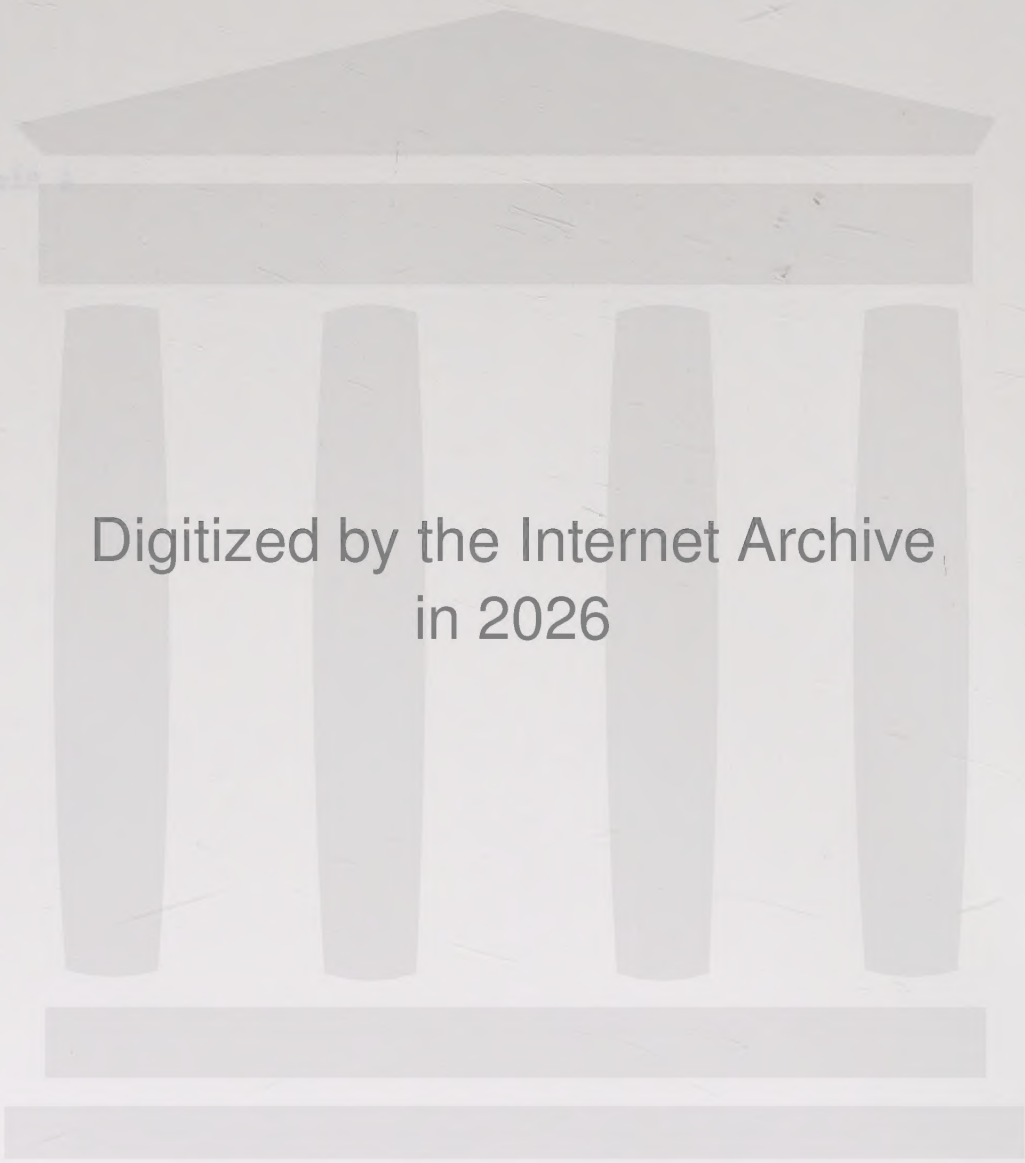
- a β recoil time of flight mass spectrometer which allows to determine the mass of the produced isotopes ;
- a tape transport device for γ-γ, γ-X, γ-β coïncidence measurements with a good geometrical efficiency.

Nuclear masses have been deduced from the determination of the total beta energy decay. For that purpose the shape fitting method has been developed and applied to β spectra with low statistic (one of the advantage of this new method). Incertainties of about $\pm$ 100 keV are generally obtained.

A computer code has been made to analyze the β^+ spectra in a systematic way. Many options are present in the code which has been tested and which is actually in operation at the computer IBM in our institute.

New results on Q_β and therefore on masses are presented in the thesis as well as new and detailed decay schemes of the isotopes ^{79}Sr, ^{80}Y, ^{81}Y, ^{82}Y, ^{83}Y. Expérimental data obtained in a previous work (S. Della Negra Thesis) have been reanalysed with our QBETA program. The thesis presents new and revised data on masses for neutron deficient isotopes of Sr, Y and Zr.

A Michel,


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547318_0027

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur M. LEFORT qui a accepté de m'accueillir au sein de son groupe et m'a permis d'entreprendre ce travail.

Je suis également reconnaissante à Monsieur le Professeur D. ISABELLE et à Monsieur C. DETRAZ d'avoir accepté de juger ce travail.

Je voudrais exprimer ici ma gratitude à Yvon LE BEYEC pour son aide précieuse et ses conseils tout au long de ce travail.

C'est grâce à l'aide efficace et constante et aux encouragements amicaux de Serge DELLA NEGRA que ce travail a été mené à bien, qu'il en soit ici sincèrement remercié.

Je voudrais aussi remercier Claude DEPRUN pour sa participation active à ces expériences.

Je ne saurais oublier tout le personnel de l'accélérateur ALICE sans lequel ces expériences n'auraient pu avoir lieu, et en particulier Udo BOTHNER pour le concours précieux qu'il nous a apporté auprès de la nouvelle acquisition du CEV.

Enfin, je tiens à dire toute ma reconnaissance à Mme Evelyne DAVANTURE dont l'efficacité et la gentillesse ont rendu possible la présentation de ce travail.

S O M M A I R E

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I : METHODE EXPERIMENTALE 3

I. Dispositif expérimental 4

II. Caractéristiques nucléaires étudiées et détecteurs utilisés 7

1/ Spectromètre de masse par temps de vol 7

2/ Dérouleur de bande 8

III. Montage électronique associé 13

CHAPITRE II : ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES 17

I. Constitution du schéma de désintégration d'un isotope émetteur β^+ 18

II. Détermination du Q_β de la transition étudiée par l'analyse de la forme des spectres d'énergie béta 21

1/ Droite de Kurie 21

2/ Détermination de Q_β par analyse de forme de spectre. Traitement informatique 27

CHAPITRE III : RESULTATS EXPERIMENTAUX : SCHEMAS DE DESINTEGRATION ET DEFAUTS DE MASSE ... 45

I. ^{79}Sr 47

II. ^{80}Y 57

III. ^{81}Y 61

IV. ^{82}Y 66

V. ^{83g}Y et ^{83m}Y 69

VI. ^{83g}Zr 72

VII. Discussion 77

CONCLUSION 83

REFERENCES 87

I N T R O D U C T I O N

L'étude des noyaux près de la couche semi-fermée N ≅ Z ≅ 40 a été développée récemment au laboratoire (1) (2) (3).

Le but de cette étude est la détermination précise des masses nucléaires dans cette zone particulière de noyaux. La connaissance de ces masses nucléaires calculées à partir de mesures d'énergie de désintégration β^+ peut permettre d'une part de déceler des anomalies dans le comportement systématique des noyaux de cette région interprétables en termes de déformation nucléaire, d'autre part, de calculer des valeurs expérimentales d'énergie de séparation de proton, afin de localiser correctement la ligne de démarcation au-delà de laquelle l'émission spontanée de protons entre en compétition avec la désintégration β^+ dans cette région. D'autre part, des travaux récents (4)(5) semblent indiquer pour le ^{81}Zr et le ^{77}Sr une probabilité non nulle de désintégration par émission de proton différé. Une étude détaillée de cette région pourrait apporter des renseignements précieux sur les états excités de ces noyaux très déficients en neutrons.

Nous nous sommes attachés dans ce travail, à la détermination des énergies de transition β^+ (Q_{EC}) de plusieurs isotopes après avoir établi leurs schéma de désintégration. On sait, en effet, que la

connaissance du schéma de désintégration du noyau émetteur est indispensable pour obtenir avec précision les énergies de transition et pouvoir ainsi déduire la masse du noyau père lorsque celle du noyau fils est connue.

Compte tenu des faibles sections efficaces de production pour les noyaux les plus exotiques produits (^{80}Y par exemple), et par conséquent, du faible nombre d'événements β^+ détectés, nous avons été amenés à développer une méthode de détermination de Q_β qui repose sur l'analyse de la forme des spectres d'énergie β à partir de spectres de référence (6). Cette technique d'analyse qui prend en compte la presque totalité du spectre β^+ permet de traiter des spectres d'activité assez faible. De plus, afin d'alléger et de rendre plus rigoureux le travail de "dépouillement" nous avons élaboré, testé et mis au point un programme de traitement de spectres qui est maintenant opérationnel sur l'ordinateur IBM 370 de l'I.P.N. d'Orsay.

Après avoir brièvement rappelé la méthode expérimentale de collection et d'identification des noyaux produits, je décrirai la méthode de détermination de Q_β par analyse de forme en détaillant la procédure adoptée pour son informatisation. L'application de ce traitement sera ensuite illustrée par les résultats obtenus sur des isotopes très déficients en neutrons de Zr, Y et Sr. La série des isotopes d'Yttrium de A = 83 à A = 80 présente un intérêt particulier du fait de la rupture dans le comportement systématique de ces noyaux au niveau de l'^{80}Y (7) (1), ce qui nécessitait de confirmer toutes ces valeurs avec précision.

CHAPITRE I

METHODE EXPERIMENTALE

L'un des principaux modes de production de noyaux exotiques déficients en neutrons est la désexcitation de noyaux composés. Plusieurs voies de désexcitation entrent en compétition : émission de neutrons, de protons, de particules alpha et fission, ce qui conduit à la formation simultanée d'un nombre important d'isotopes exotiques. Les noyaux que nous avons étudiés proviennent de la désexcitation du $^{86}Mo^*$ produit par la réaction de fusion $^{32}S + ^{54}Fe$ et celle du $^{82}Zr^*$ produit par la réaction $^{32}S + ^{50}Cr$. Nous avons utilisé un faisceau de ^{32}S d'énergie variable entre 100 et 123 MeV, délivré par l'ensemble accélérateur ALICE de l'I.P.N. d'Orsay, bombardant des cibles isotopiquement enrichies de ^{50}Cr et ^{54}Fe.

L'étape ultérieure de la recherche de nouveaux noyaux déficients en neutrons situés dans cette région, serait la formation du noyau composé $^{80}Zr^*$ produit par la réaction $^{40}Ca + ^{40}Ca$, qui permettrait de produire des noyaux dont le rapport N/Z serait égal ou inférieur à 1.

Tous ces noyaux exotiques étant produits simultanément, avec une section efficace de production relativement faible, il faut pour les identifier et les étudier, disposer de moyens expérimentaux efficaces. Les moyens qui ont été développés à Orsay présentent l'originalité de distribuer par la technique du jet d'hélium les produits de réactions nucléaires radioactifs, simultanément sur deux dispositifs expérimentaux indépendants :

- un dispositif d'identification en masse par temps de vol des isotopes formés ;

- un "dérouleur de bande" permettant de faire des études de spectroscopie gamma et d'une façon générale, d'analyser les coïncidences dans de très bonnes conditions d'efficacité géométrique.

I. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental dont le schéma synoptique se trouve sur la figure 1, se compose d'une première chambre contenant de l'hélium à une pression de 1,2 kg/cm² qui est séparée de la conduite faisceau par une fenêtre d'aluminium de 5 mg/cm². Dans cette chambre ont lieu les réactions nucléaires induites par ions lourds sur différentes cibles; les produits issus de ces réactions sont ensuite thermalisés dans l'hélium. Juste derrière la zone de thermalisation est placé un hémisphère d'où partent deux capillaires distants de 5 mm et qui relient cette enceinte à deux dispositifs expérimentaux. Des pompes à grand débit assurent un gradient de pression dans chaque capillaire et donc un flux gazeux qui entraîne les noyaux radioactifs à étudier vers les zones de détection. La longueur des capillaires utilisés était de 8 m et leur diamètre de 1,06 mm. Le transport d'activité sur des distances aussi grandes nécessite l'emploi d'un aérosol d'huile avec l'hélium. Les molécules organiques de cet aérosol se polymérisent par l'intermédiaire du faisceau en agrégats de 10^7 à 10^8 u (8) sur lesquels se fixent les produits radioactifs thermalisés et ce sont ces macromolécules qui sont véhiculées dans le flux d'hélium. Leur probabilité de se fixer sur les parois du capillaire étant très faible, une excellente transmission sur de longues distances est assurée. Le générateur de brouillard que nous utilisons est identique à celui décrit dans la référence (9).

Le premier des deux bancs expérimentaux, alimenté par cette technique, permet l'identification en masse par temps de vol. Il a été décrit dans la référence (10). Le principe d'identification en masse

Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental.

d'émetteurs β^+ est le suivant :

Les noyaux radioactifs déposés sur un collecteur émettent un positon qui est détecté par un plastique scintillant, le photo-multiplicateur d'électron associé délivre un signal de départ ou "start" du temps de vol. Après l'émission β^+, les noyaux fils ont une énergie cinétique trop faible pour effectuer une mesure de temps de vol par recul, mais un processus d'ionisation lié à la désintégration et au léger recul du noyau radioactif crée un certain nombre d'atomes chargés positivement, qu'on peut alors accélérer par un champ électrostatique de 10 kV établi entre le collecteur et une grille placée à 10 mm. Après cet espace d'accélération le noyau parcourt une longueur de 1 m avant d'être arrêté dans un détecteur composé de galettes de micro-canaux qui délivre le signal d'arrivée ou "stop". Le temps séparant ces deux signaux est proportionnel à la racine carrée de la masse.

Ce poste expérimental se compose de deux chambres pour assurer par un pompage différentiel, une pression inférieure à 10^{-5} torr dans l'enceinte où s'effectue la mesure de temps de vol. La quasi totalité du flux d'hélium est absorbée dans la première enceinte par une pompe de type Booster de 4.000 l/s au refoulement de laquelle se trouvent un roots de 400 m^3/h et une pompe à palette de 60 m^3/h. La forme de cette chambre permet la diffusion de l'hélium autour d'un trou de 1,5 mm placé juste dans l'axe du capillaire et à 10 mm de son extrêmité. Ce trou permet aux noyaux transportés par le jet d'hélium de se déposer sur le collecteur situé dans la deuxième enceinte. Les noyaux radioactifs étant fixés sur des agrégats très lourds provenant du générateur d'aérosol d'huile, ils parcourent cette distance de 90 mm séparant le capillaire du collecteur sans être déviés par les perturbations dues à la diffusion de l'hélium à la sortie du capillaire.

Le collecteur est porté à une température d'environ 120°C pour permettre la destruction des agrégats d'huile et libérer ainsi les éléments radioactifs.

Le deuxième ensemble de détection alimenté par le jet d'hélium est placé autour d'un système de transport d'activité par support solide (ici un ruban magnétique) dont le principe de fonctionnement est le suivant :

Les noyaux radioactifs sont déposés sur une bande pendant un temps donné, puis ce dépôt est translaté de 25 cm très rapidement devant les détecteurs où il est analysé pendant que le dépôt suivant s'accumule. Le temps de dépôt et de comptage peut varier suivant les périodes radioactives des corps étudiés.

La vitesse de translation de la bande située dans une enceinte où règne un vide de 10^{-1} torr est de 1 $m.s^{-1}$.

Ce système permet d'étudier des corps radioactifs de période courte (le temps de déplacement du dépôt actif est de quelques centaines de millisecondes) sans être gêné par le bruit de fond produit par l'accumulation de noyaux de période longue. L'avantage essentiel de ce dispositif est son excellente efficacité géométrique, le dépôt actif étant situé entre les détecteurs, à quelques mm de ceux-ci, ce qui est particulièrement intéressant lors des expériences de coïncidence.

II. CARACTERISTIQUES NUCLEAIRES ETUDIEES ET DETECTEURS UTILISES

1/ SPECTROMETRE DE MASSE PAR TEMPS DE VOL

L'objectif principal de cet ensemble de détection est la détermination du nombre de masse A et du numéro atomique Z, des différents noyaux produits.

Autour du spectromètre de masse par temps de vol nous avons donc disposé :

- un détecteur de type GeLi pour la mesure des énergies gamma de 30 keV à 2 MeV ;

- un détecteur Ge (Intrinsèque) pour la mesure des énergies de rayonnements X et gamma de faible énergie (< 500 keV) ;

- un détecteur de positons constitué de l'association en télescope (ΔE,E) d'un plastique scintillant mince de 1 mm d'épaisseur, peu sensible au rayonnement gamma et d'un gros plastique scintillant de 10 cm d'épais-

seur permettant la mesure d'énergie béta jusqu'à 10 MeV.

La disposition de ces différents détecteurs est schématisée sur la figure 2.

L'analyse des décroissances radioactives mesurées simultanément sur les spectres de temps de vol, d'énergie gamma et X permet d'attribuer, par la comparaison des périodes ainsi déterminées, des raies gamma à la désintégration de certaines masses.

De plus les différentes corrélations étudiées sont les suivantes :

- temps de vol ou "TOF", ΔE_β, E_β qui permet d'attribuer à chaque masse son spectre d'énergie béta ;
- "TOF" - $E_{\gamma,X}$ qui détermine les gamma caractéristiques de chaque masse ;
- E_γ-E_X qui, associée à la précédente, permet l'identification en A et en Z des différents produits de réactions.
- $E_{\gamma,X}$, ΔE_β , E_β qui permet de constituer les spectres d'énergie béta en coïncidence avec des transitions gamma caractéristiques de désintégration pour un isotope donné.

Ces deux corrélations sont reprises dans de bien meilleures conditions d'efficacité sur le dérouleur de bande.

2/ DEROULEUR DE BANDE

L'originalité du système de détection placé autour de ce dispositif est l'utilisation d'un détecteur de type Germanium Intrinsèque de 10mm d'épaisseur pour la mesure des rayonnements X et γ de faibles énergies (< 500 keV), et celle des énergies de positons de 100 keV à 10 MeV.

Les autres détecteurs qui peuvent être placés autour de ce système sont :

- un détecteur de type GeLi permettant l'étude de désexcitation γ de 30 keV à 2 MeV ;

Figure 2 : Disposition des différents détecteurs autour du spectromètre de masse par temps de vol et coïncidences analysées.

- un détecteur plastique scintillant mince qui, associé en télescope (ΔE,E) au détecteur d'énergie béta, permet de faire une excellente séparation entre rayonnements gamma et béta ;

- enfin, le gros détecteur plastique scintillant décrit au paragraphe précédent que nous avons utilisé pour vérifier les énergies béta mesurées à l'aide du détecteur GeInt.

L'épaisseur du détecteur Germanium Intrinsèque utilisé est de 10 mm, ce qui permet de mesurer des énergies β^+ allant jusqu'à 10 MeV. Cette valeur est à comparer aux 60 mm nécessaires dans le cas du détecteur plastique scintillant NE104. La figure 3 qui présente le parcours des électrons en fonction de leur énergie dans le plastique scintillant NE104 et dans le Germanium illustre de façon claire cette différence.

La figure 4 montre les différentes combinaisons qui ont été employées et les coïncidences qu'elles permettaient d'étudier. Ce complexe expérimental permet :

- à l'aide des coïncidences de type E_X-E_γ, d'attribuer son numéro atomique au noyau identifié par ses raies gamma caractéristiques, et de déterminer, s'il y a lieu, les coefficients de conversion de ces raies;

- par l'étude des coïncidences E_γ-E_γ, de construire les schémas de désintégration des noyaux ;

- et enfin, par l'intermédiaire des coïncidences E_β-$E_{X,\gamma}$, de mesurer les énergies de désintégration β^+ de ces isotopes dans de bonnes conditions géométriques d'efficacité. Ces mesures effectuées en coïncidence avec plusieurs transitions γ permettent également de vérifier les schémas de niveaux des noyaux fils.

Là encore, les périodes étaient mesurées sur les spectres directs d'énergie gamma et X.

Les détecteurs étant déplacés d'un banc de détection à l'autre, au cours de l'expérience, leur position sur chaque système était soigneusement repérée afin de pouvoir les replacer, en cas de problème, dans une configuration antérieure.

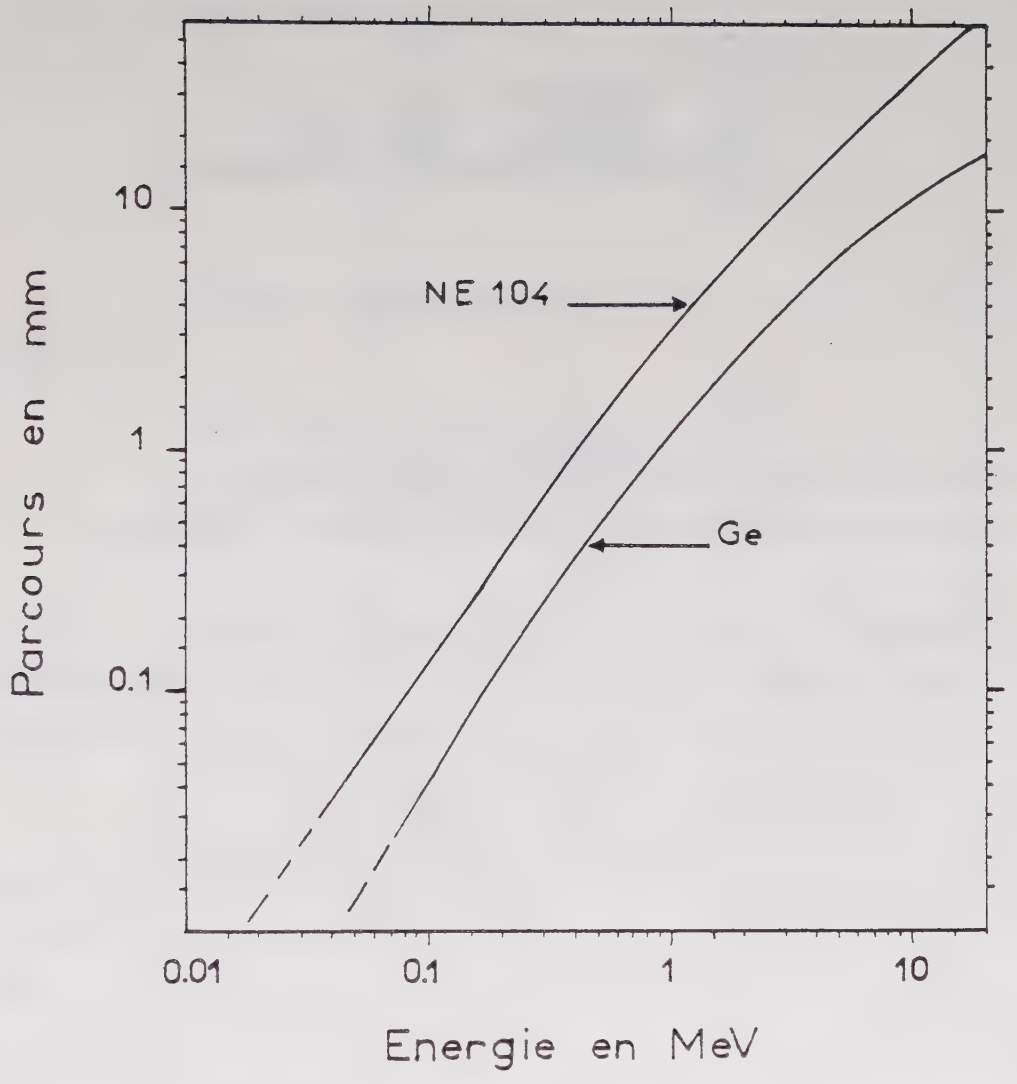


Figure 3 : Parcours des électrons dans le plastique scintillant NE104 et dans le Germanium en fonction de leur énergie. Ces parcours ont été tirés de la référence (13).

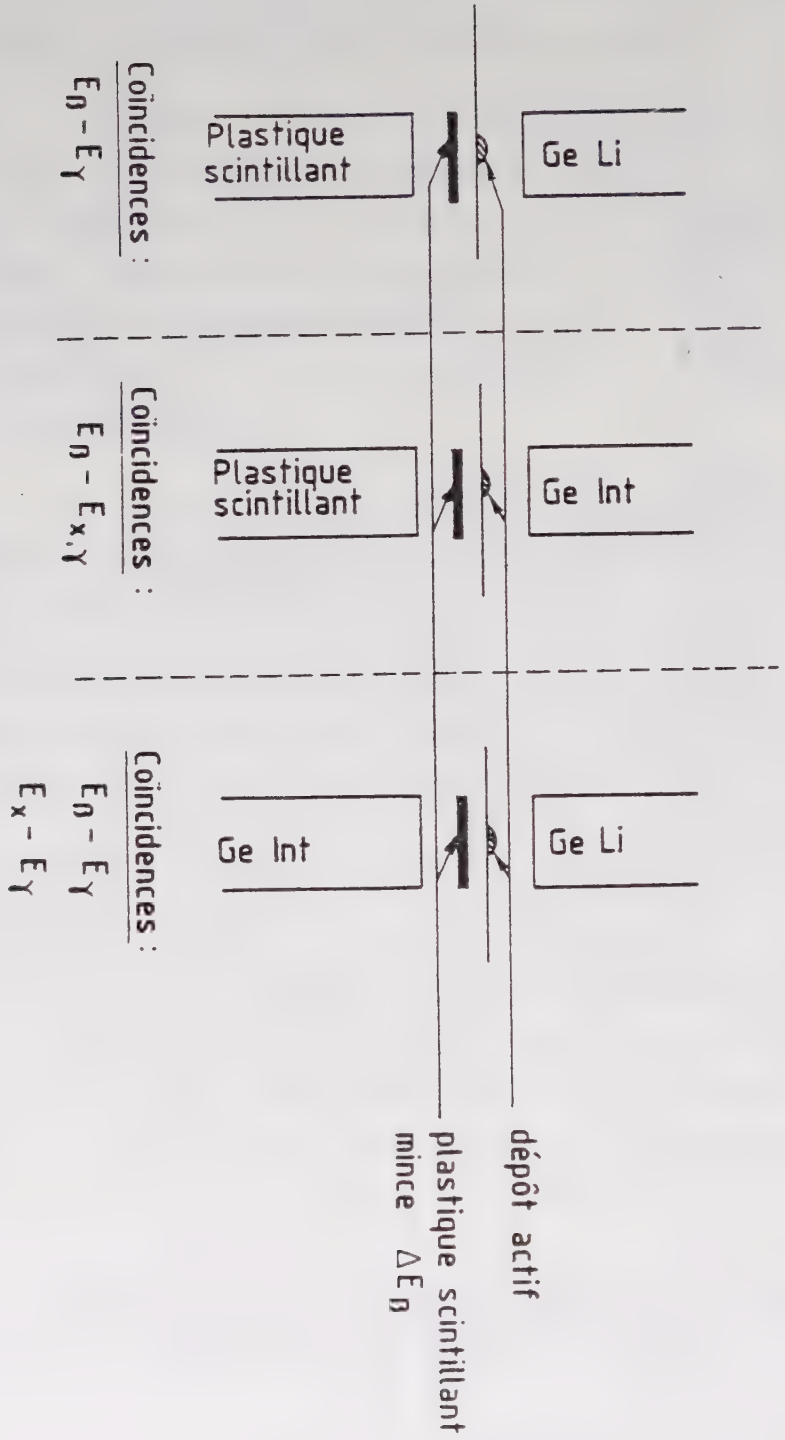


Figure 4 : *Arrangements possibles des détecteurs autour du dérouleur de bande. Coïncidences étudiées.*

III. MONTAGE ELECTRONIQUE ASSOCIE

Les deux aspects de l'expérience : mesure des périodes radioactives sur des spectres directs et constitution de spectres de coïncidence, possèdent chacun leur configuration électronique propre, que je vais successivement détailler.

1/ ANALYSE DES VOIES DIRECTES

Le schéma électronique de ces voies linéaires directes est classique :

Détecteur ⟶ Préamplificateur ⟶ Amplificateur ⟶ Codeur analogique digital ⟶ Analyseur multicanal

La mesure du temps de vol se fait par l'intermédiaire d'un convertisseur temps-amplitude (CTA) dont les signaux "start" et "stop" proviennent de discriminateurs à fraction constante (DFC).

Sur les voies directes on effectue des mesures de période par la technique du multispectre. Celle-ci consiste à diviser la capacité mémoire du PDP 11/34 qui a servi à l'acquisition des données pour ces expériences, en un certain nombre de sous-groupes ordonnés. Une horloge attribue à chacun d'eux un intervalle de temps ΔT et permet d'aiguiller les informations sortant du codeur dans les différents sous-groupes de la manière suivante :

$0 \leq t \leq \Delta T \rightarrow 1^{er}$ sous-groupe

$(i-1)\,\Delta T \leq t \leq i\Delta T \rightarrow i^{ème}$ sous-groupe

pour i variant jusqu'à N , N étant le nombre de sous-groupes. Cette séquence est répétée durant tout le cycle de mesure.

2/ CONSTITUTION DES SPECTRES DE COINCIDENCES

L'étude des coïncidences entre les différents détecteurs nécessite un montage électronique plus complexe.

On distingue deux types de voies : les voies linéaires qui concernent les informations physiques "Energie" ou "Différence de temps", et les voies logiques, indiquant la présence d'une information dans un détecteur, qui permettent d'effectuer les coïncidences à l'aide d'un module spécifique nommé CALI, décrit dans la référence (11), dont le fonctionnement schématique est le suivant :

Un premier étage, baptisé CALI Rapide, comprend 12 voies d'entrée conçues pour des signaux rapides provenant de circuits de prise de temps parmi lesquelles 4 voies dites "maître moniteur" permettent de sélectionner les corrélations désirées dans une fenêtre de coïncidence que l'utilisateur peut fixer entre quelques ns et 1 µs ou plus. Les 8 autres voies, dites "esclaves", n'ont aucun pouvoir de décision, mais servent à indiquer la présence du paramètre physique associé dans la fenêtre de coïncidence.

Si une des coïncidences choisies sur CALI Rapide est présente dans la fenêtre désirée, un deuxième étage nommé CALI Lent est activé pendant un temps pouvant aller jusqu'à 100 µs. La logique employée pour cet étage est une logique lente (signaux de sortie de monocanaux par exemple). Il y a douze voies d'entrée homologues aux voies d'entrée CALI Rapide, plus six autres voies indépendantes. Ces voies permettent de valider ou de rejeter les décisions de CALI Rapide, ou simplement de marquer la présence d'un paramètre. Au cours et en fin de ce traitement, CALI envoie différents signaux qui peuvent être utilisés pour ouvrir des portes linéaires, activer l'acquisition de données, etc... De plus, il génère un mot de 32 bits correspondant à tous les événements physiques pris en compte.

Ce module permet également en redistribuant les signaux rapides des voies maîtres, de mesurer le temps qui sépare les événements

physiques correspondants à l'aide d'un convertisseur temps-amplitude. Ceci nous a servi en particulier à la mesure des durées de vie de niveaux.

Le nombre important de paramètres dans cette double expérience en parallèle et surtout la décorrélation complète des deux dispositifs impliquaient l'utilisation de deux modules "CALI". Le schéma de principe de ce montage électronique est présenté sur la figure 5.

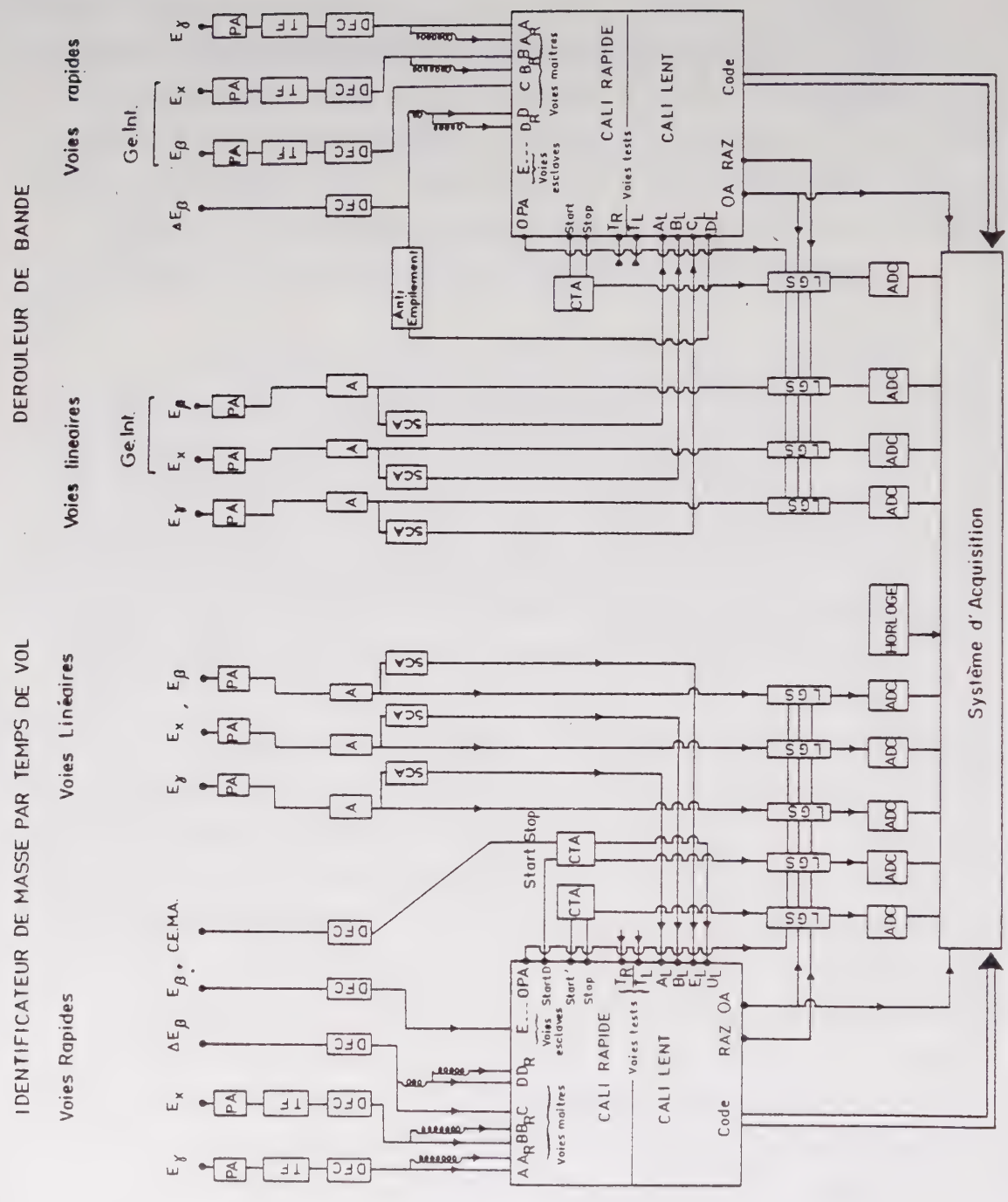


Figure 5 : Schéma du montage électronique.

CHAPITRE II

ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES

Le but de cette analyse est d'obtenir toutes les caractéristiques de désintégration β^+ des nouveaux isotopes produits. Cette analyse se fait essentiellement en trois temps :

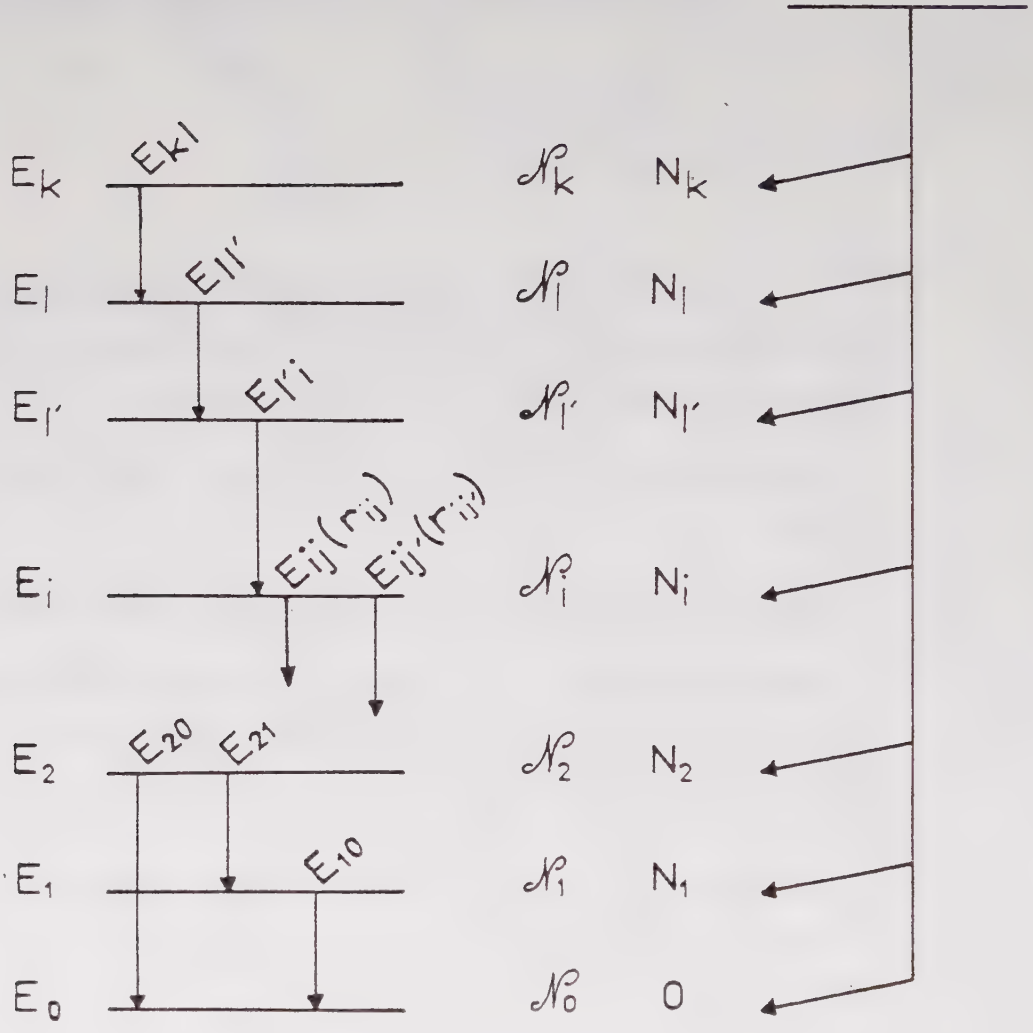
- constitution d'un schéma de niveaux par l'étude des coïncidences E_γ-E_γ ;
- calcul des alimentations β^+ respectives de ces différents niveaux ;
- enfin, détermination de l'énergie de cette désintégration par l'étude des spectres d'énergie béta en coïncidence soit avec des masses, soit avec des transitions gamma.

Ce sont les deux derniers points que je vais détailler dans ce chapitre.

I. CONSTITUTION DU SCHEMA DE DESINTEGRATION D'UN ISOTOPE EMETTEUR β^+

Méthode de détermination des pourcentages d'alimentation.

Soit le schéma de désintégration suivant :



où N_i représente le pourcentage d'alimentation du niveau i, l'alimentation du niveau fondamental étant considérée nulle.

$\mathcal{N}_i$ est le pourcentage absolu d'alimentation du niveau i (niveau fondamental compris).

r_{ij} est le pourcentage d'embranchement de la transition d'énergie E_{ij} par rapport à la désexcitation totale du niveau d'énergie E_i, si n_{ij} et c_{ij} sont respectivement l'intensité relative et le coefficient de conversion de la raie $E_{\gamma ij}$.

On peut écrire les équations suivantes :

$$r_{ij} = \frac{n_{ij}\ (1 + c_{ij})}{\sum_{j<i} \left[n_{ij}\ (1 + c_{ij}) \right]}$$

$$\sum_{j<i} r_{ij} = 1$$

$$n_{ij} = \frac{r_{ij}}{c_{ij} + 1} \left[\sum_{k \geq i} N_k \sum_{k<\ell<i} r_{k\ell} \sum_{\ell<\ell'<i} r_{\ell\ell'}\ r_{\ell' i} \right]$$

$$\sum_{i} N_i = 1$$

où k est l'indice courant des niveaux d'énergie supérieure à E_i qui contribuent à son alimentation par désexcitation γ passant éventuellement par les niveaux d'énergie E_ℓ et $E_{\ell'}$.

La résolution de ce système d'équations simples permet ainsi d'obtenir les valeurs de N_i.

A partir de ces valeurs relatives, pour obtenir les pourcentages absolus d'alimentation de tous les niveaux, y compris du fondamental, il suffit de déterminer l'intensité absolue $A_{\gamma ij}$ de l'une quelconque des raies $E_{\gamma ij}$.

Ces intensités absolues peuvent être déduites de spectres de temps de vol comme il a été décrit dans la référence (2). Elles sont données par la formule :

$$\frac{N_{TOF}}{\varepsilon_{TOF}} = \frac{N_\gamma}{\varepsilon_\gamma\ A_\gamma} \cdot r_{\beta^+/CE}$$

pour une raie non convertie,

et $$\frac{N_{TOF}}{\varepsilon_{TOF}} = \frac{N_\gamma}{\varepsilon_\gamma A_\gamma} (1 - c_o A_\gamma) r_{\beta^+/CE} \qquad (i)$$

pour une raie convertie de coefficient de conversion c_o.

Dans ces formules :

N_γ représente le nombre de raies γ observées

ε_γ est l'efficacité de détection pour cette énergie γ

N_{TOF} est le nombre d'événements de temps de vol pour l'isotope considéré

ε_{TOF} est l'efficacité de temps de vol de l'élément déterminée sur un autre isotope dont les intensités absolues de raies gamma sont connue

et $r_{\beta^+/CE}$ est le rapport d'embranchement de désintégration β^+ sur capture électronique.

Au cours de nos expériences, nous avons rencontré le cas de raies gamma converties issues d'un niveau à longue durée de vie. Le terme correctif de la formule (i) "$-c_o A_\gamma$" est alors majoré.

En effet, l'absence de rayonnement X en coïncidence avec les masses du spectre de temps de vol amène à envisager l'hypothèse suivante :

Lorsqu'après l'émission β^+, le noyau fils se désexcite par conversion interne, le réarrangement du cortège électronique qui suit l'émission du rayonnement X conduit à un ion polychargé.

Deux cas se présentent alors :

- soit ce réarrangement se produit dans l'espace d'accélération, et cet ion n'étant pas soumis à la même force électrostatique que l'ion M^+, ne sera pas comptabilisé dans le pic de masse M^+ du spectre de temps de vol ;

- soit la conversion interne intervenant après cette accélération, le noyau est désorbé et accéléré sous la forme d'un ion monochargé et aura le temps de vol de la masse M^+.

Ce qui conduit à écrire, si τ est la durée de vie du niveau converti et t le temps d'accélération de la masse M^+ :

$$\frac{N_{TOF}}{\varepsilon_{TOF}} = \frac{N_\gamma}{\varepsilon_\gamma A_\gamma} (1 - x\, c_o\, A_\gamma)\, r_{\beta^+/CE}$$

avec $x = \left[1 - \exp\left(- \mathrm{Ln}2 . \frac{t}{\tau}\right)\right]$

Pour déterminer ensuite les pourcentages absolus $\mathcal{P}_i$, l'intensité absolue A_γ étant connue, il suffit de l'exprimer en fonction des $\mathcal{N}_i$, en tenant compte du fait que :

$$\begin{cases} \forall i,j \neq 0 , \quad \dfrac{\mathcal{P}_i}{\mathcal{P}_j} = \dfrac{N_i}{N_j} \\ \\ \displaystyle\sum_{i=0}^{n} \mathcal{P}_i = 1 \end{cases}$$

II. DETERMINATION DU Q_β DE LA TRANSITION PAR L'ANALYSE DE LA FORME DES SPECTRES D'ENERGIE BETA

1/ RAPPELS SUR L'EMISSION β^+. DROITES DE KURIE

Les éléments instables, déficients en neutrons, évoluent vers la zone de stabilité en faisant croître leur rapport A/Z. L'un de ces modes de désintégration consiste à garder A constant en faisant décroître Z d'une unité : c'est la désintégration β^+, qui correspond à l'intérieur du noyau à la transformation d'un proton en neutron.

La réaction nucléaire s'écrit :

$$p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu$$

Cette réaction obéit à la loi de conservation de la charge, et de

conservation du spin : en effet, proton, neutron, électron, neutrino ont tous un spin demi-entier.

Enfin, la conservation de l'énergie peut s'écrire en considérant les masses atomiques :

$$c^2 M(A,Z) = c^2 M(A,Z-1) + 2 m_e c^2 + \varepsilon_{e^+} + \varepsilon_\nu$$

où ε_i représente l'énergie cinétique de la particule i.

Dans cette expression la masse du neutrino a été considérée comme nulle, et l'énergie de liaison des électrons a été négligée.

On a donc $\Delta Mc^2 = 1{,}022 + \varepsilon_e + \varepsilon_\nu$
(les énergies étant exprimées en MeV).

Avec $Q_\beta = \varepsilon_e + \varepsilon_\nu$

$$\Delta Mc^2 = Q_\beta + 1{,}022$$

Pour obtenir le défaut de masse, il suffit donc de mesurer l'énergie Q_β.

Mais les énergies de transition β^+ de noyaux radioactifs sont difficiles à mesurer du fait de la répartition statistique de l'énergie entre le positon et le neutrino émis au cours de la désintégration β^+.

Cela conduit à des spectres continus dont il faut analyser la forme mathématique pour en déduire le Q_β.

La traduction analytique de la forme du spectre va donc se faire en étudiant le nombre de β^+ qui arrivent dans le détecteur avec une énergie comprise entre ε_e et $\varepsilon_e + d\varepsilon_e$. A partir de théories quantiques et relativistes avec un certain nombre d'approximations, on obtient l'expression suivante :

$$\frac{d^2P}{d\Omega_e d\varepsilon_e} = \frac{2\pi\, g_F^{\,2}\, |M_{if}|^2}{\hbar\, V^2} \frac{d^2\rho(E)}{d\Omega_e d\varepsilon_e}$$

Dans laquelle :

P représente une probabilité de transition par unité de temps ;

g_F est la constante d'interaction faible de Fermi ;

$|M_{if}|$ est un élément de matrice caractérisant les états initiaux et finaux. C'est une grandeur qui caractérise le degré de facilité de la transition ;

$\rho(E)$ est la densité d'états accessibles au système ;

$\frac{2\pi}{\hbar V^2}$ est une constante.

Le calcul de la densité des états accessibles est donné par la mécanique statistique

$$\frac{d^2\rho(E)}{d\Omega_e d\varepsilon_e} = \frac{4\pi V^2 E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4}\,(E - E_e)^2}{(2\pi\hbar c)^6}$$

en prenant la masse du neutrino nulle. Cela donne donc :

$$\frac{d^2P}{d\Omega_e d\varepsilon_e} = C^{te} \quad |M_{if}|^2 E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4}\,(E - E_e)^2$$

Mais cette expression ne tient pas compte de l'effet coulombien qu'exerce le noyau sur l'électron.

On fait donc une correction en multipliant cette probabilité par un terme $F(Z,E_e)$ qui rend compte de cet effet.

D'où :

$$\frac{d^2P}{d\Omega_e d\varepsilon_e} = C^{te} |M_{if}|^2 E_e \sqrt{E_e - m_e^2 c^4}\,(E - E_e)^2 F(Z,E_e)$$

avec $d^2P = n(\varepsilon_e)\, d\Omega_e\, d\varepsilon_e$

$$n(\varepsilon) = C^{te} |M_{if}|^2 E_e (E - E_e)^2 F(Z,E_e) \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4}$$

Si on se restreint à des transitions permises, $|M_{if}|^2$ est alors indépendant de l'énergie, et l'expression précédente peut s'écrire sous la forme :

$$\left[\frac{n(\varepsilon_e)}{E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4}\, F(Z,E_e)}\right]^{1/2} = C_1 (E - E_e) = C_1 (\varepsilon_{max} - \varepsilon_e) \qquad \text{(ii)}$$

La fonction $F(Z,E_e)$ étant tabulée sous la forme $\frac{p(E_e)\, F(Z,E_e)}{E_e}$ dans le Siegbahn (12), il suffit donc pratiquement de porter en ordonnée :

$$\frac{1}{E_e}\left[\frac{n(\varepsilon_e)\quad E_e}{p(E_e)\ F(Z,E_e)}\right]^{1/2}$$

et ε_e en abscisse, pour obtenir une droite qui est la droite de Kurie.

L'extrapolation jusqu'à une ordonnée nulle permet alors d'obtenir ε_{max}.

Cette représentation suppose que l'élément de matrice de la transition $|M_{if}|^2$ est indépendant de ε_e, ce qui correspond à des transitions permises. Dans le cas où les transitions considérées sont des transitions interdites, ce terme dépend de l'énergie et la représentation en droite de Kurie est perturbée. Il faut introduire un coefficient correctif suivant le type d'interdiction. Ce facteur de forme est connu pour quelques transitions interdites.

Nous allons examiner l'application de la relation (ii) aux conditions expérimentales décrites précédemment, en étudiant point par point toutes les perturbations et distorsions que subit l'information "énergie" du positon.

La perte d'énergie que subit le β^+ avant d'arriver dans le détecteur d'énergie béta en traversant les feuilles d'aluminium et le plastique scintillant mince, peut être calculée grâce aux tables de la référence (13). Elle est de l'ordre de 100 keV et la variation de cette perte de l'ordre de 20 % pour une gamme d'énergie de 2 à 10 MeV est négligeable.

La première transformation importante que subit l'information "énergie" est due à la réponse du détecteur.

L'étude de cette réponse peut être réalisée avec des électrons ou des positons mono-énergétiques délivrés par un bétatron, dans toute la gamme d'énergie concernée.

La réponse impulsionnelle d'un détecteur de type plastique scintillant, pour un faisceau collimaté d'électrons, est très bien analysée par une fonction gaussienne, ou une combinaison de deux fonctions gaussiennes comme l'ont montré les expériences de Beck (14). La résolution en énergie du détecteur est proportionnelle à $\sqrt{E_\beta}$. On voit aussi sur les résultats de Beck que le comportement du détecteur est différent pour un flux d'électrons ou de positons de même énergie. Il y a un élargissement de la courbe de réponse pour les positons vers les hautes énergies dû à l'annihilation du positon. Celle-ci apporte un excédent d'énergie dans le détecteur correspondant à l'absorption totale ou partielle des deux gamma de 511 keV résultant de cette annihilation, comme le montre la figure 6 tirée de la référence(14).

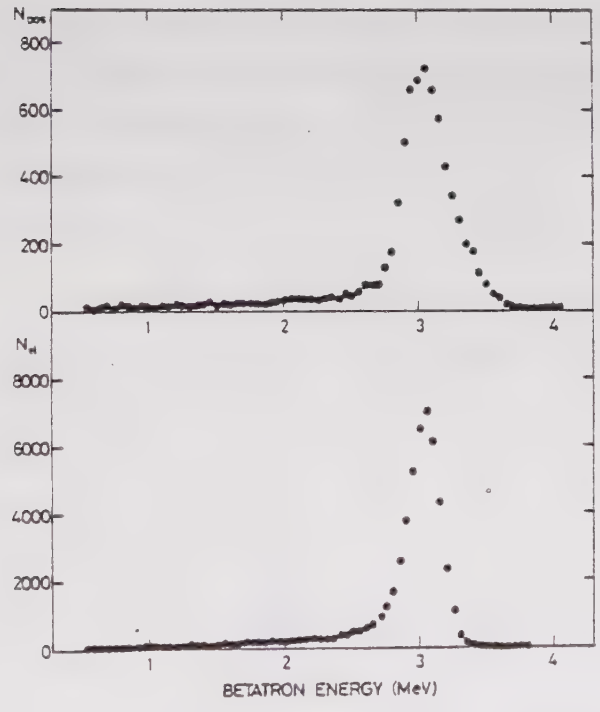


Figure 6 : Réponse en énergie d'un plastique scintillant dans le cas d'un faisceau monoénergétique d'électrons (partie inférieure) et de positons (partie supérieure) de 3,1 MeV.

Ces diverses perturbations sont prises en compte dans la formule suivante qui permet de passer du spectre théorique au spectre expérimental.

Si $m(\varepsilon)$ représente le spectre expérimental,

si $n(\varepsilon_e)$ représente le spectre théorique,

$D(\varepsilon_e, \varepsilon')$ représente la distorsion due à l'annihilation du positon,

$G(\varepsilon',\varepsilon)$ est la réponse gaussienne du détecteur pour un électron d'énergie ε',

on peut écrire :

$$m(\varepsilon) = \int_0^\infty F(\varepsilon,\varepsilon_e)\, n(\varepsilon_e)\, d\varepsilon_e$$

avec $$F(\varepsilon,\varepsilon_e) = \int_0^\infty D(\varepsilon_e,\varepsilon')\, G(\varepsilon',\varepsilon)\, d\varepsilon'$$

soit :

$$m(\varepsilon) = \int_0^\infty G(\varepsilon,\varepsilon') \int_0^\infty D(\varepsilon_e,\varepsilon')\, n(\varepsilon_e)\, d\varepsilon_e d\varepsilon$$

Cette formule est donnée sans tenir compte de la distribution angulaire qui modifie G et D. En effet, la géométrie peut entrainer une absorbtion incomplète de l'énergie du β^+ et la perturbation de la détection des 511 keV.

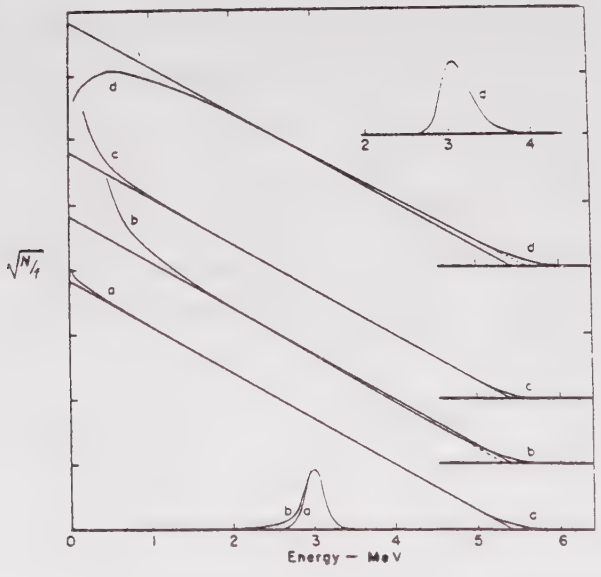


Figure 7 : Influence de la réponse du détecteur sur une analyse par droite de Kurie. Les courbes "a" à "d" montrent les effets calculés respectivement pour une réponse gaussienne(a), pour une réponse gaussienne associée à une traine vers les basses énergies (b et c) et pour la réponse à un faisceau monoénergétique de positons qui est montrée dans le coin supérieur droit de la figure. Dans ce dernier cas l'erreur induite sur la détermination du Q_β est de l'ordre de 200 keV.

Les influences de ces différents paramètres sur la droite de Kurie ont été étudiéespar Cramer (15) et sont présentées sur la figure 7 qui met en évidence l'importance des corrections à effectuer.

Comme nous l'avons vu dans la présentation de notre dispositif expérimental, nous avons également utilisé un détecteur Germanium Intrinsèque pour la mesure des énergies béta. La réponse de ce type de détecteur, ana-

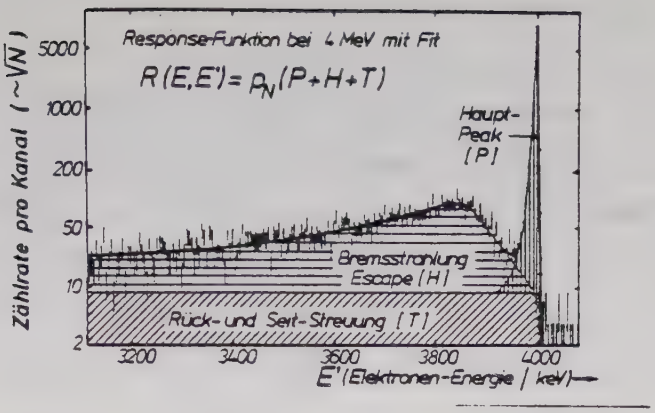


Figure 8 : Réponse d'un détecteur Germanium Intrinsèque à un faisceau d'électrons de 4 MeV. Cette réponse est la résultante d'un fond constant (rétrodiffusion), de deux gaussiennes et d'une traine exponentielle du côté des basses énergies.

lysé par R. Decker et al. (16) se décompose en trois parties (figure 8) : un pic très étroit (de 10 à 20 keV de large pour des électrons de 4 MeV) correspondant au pic photoélectrique d'un détecteur gamma, un fond constant à gauche de ce pic provenant des électrons rétrodiffusés, et un pic secondaire, très élargi vers les basses énergies, dont la hauteur maximum est environ le 1/100 de la hauteur du pic principal, correspondant auxélectrons qui ont perdu une partie de leur énergie sous forme de Bremsstrahlung. Cette réponse complexe peut être analysée à l'aide de deux courbes gaussiennes associées à une traine exponentielle. Ce calcul nécessite un nombre de paramètres assez important (11 dans le cas de Decker).

En conclusion, l'analyse des spectres d'énergie β^+ par la droite de Kurie nécessite, non seulement une étude détaillée préalable du détecteur, mais aussi un traitement mathématique important.

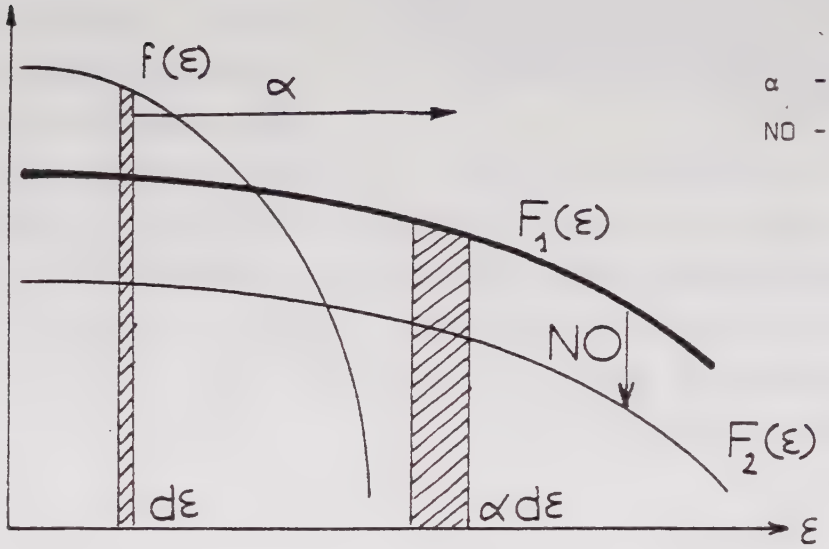
2/ DETERMINATION DE Q_β PAR ANALYSE DE FORME DE SPECTRES. TRAITEMENT INFORMATIQUE

Cette méthode d'analyse simple permet de s'affranchir de ces difficultés. Elle a déjà été utilisée avec succès par certaines équipes (17)(18) il y a quelques années et encore récemment par Haustein et al.(7)(19) qui étudie des noyaux dans la région N ≅ Z ≅ 40.

Cette technique "expérimentale" ne nécessite aucune transformation mathématique d'un support théorique.

Elle est basée sur deux hypothèses :

1°/ Tous les spectres de désintégration β^+ ou β^- peuvent être obtenus à partir d'un spectre de référence par une transformation mathématique simple qui est le produit d'une affinité de rapport α parallèle à l'axe des abscisses, qui permet "d'allonger" ou de "comprimer" le spectre de référence, et d'une normalisation effectuée sur la surface des spectres considérés (voir figure 9).



α - facteur d'étirement
NO - " de normalisation

Figure 9

2°/ La deuxième hypothèse postule que le rapport d'affinité ("facteur d'étirement") est lié linéairement au Q_β, ce qui s'exprime mathématiquement sous la forme :

$$\text{(I)} \quad \begin{cases} f(\varepsilon)d\varepsilon = F_1(\alpha\varepsilon)d(\alpha\varepsilon) \\ F_1(\alpha\varepsilon)d(\alpha\varepsilon) = \dfrac{1}{NO} F_2(\alpha\varepsilon)d\alpha\varepsilon \end{cases}$$

$$\text{avec} \qquad NO = \frac{\int_{\alpha\varepsilon_i}^{\alpha\varepsilon_j} F_2(\varepsilon)d(\alpha\varepsilon)}{\int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon_j} f(\varepsilon)d\varepsilon}$$

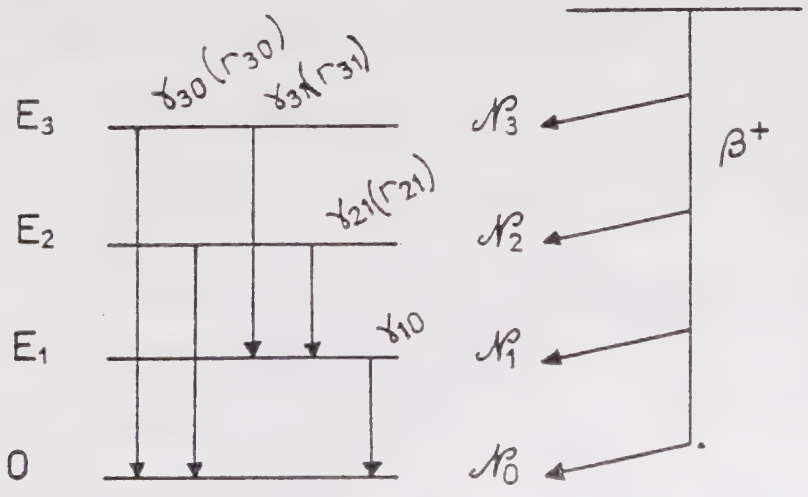
(II) $Q_\beta = A\alpha + B$

L'application pratique de cette méthode a été décrite de façon détaillée dans la référence (6). Le succès de ce traitement ayant été largement testé, il a été perfectionné et automatisé à l'aide d'un programme que nous avons réalisé et inséré dans le programme de dépouillement MIRANDOL utilisé sur les consoles 3270 de l'IBM 370 de l'I.P.N. d'Orsay. Un soin particulier a été apporté aux calculs d'incertitude et aux tests de validité des lissages.

L'organigramme simplifié de ce programme est représenté sur la figure 10.

Après avoir extrait le spectre expérimental à étudier et le spectre de référence de la zone mémoire où ils étaient écrits, par l'intermédiaire de la console, l'utilisateur introduit dans le programme les valeurs de Q_β et α qui permettent de calculer la droite d'étalonnage $Q_\beta = f(\alpha)$. Ces valeurs sont obtenues en lissant par un même spectre de référence, les spectres β correspondant à des transitions de Q_β bien connus. Le calcul de la droite d'étalonnage se fait par moindres carrés sur ces données.

Il lui faut ensuite préciser si son spectre doit être analysé comme une somme de plusieurs composantes, ceci afin de tenir compte du schéma de désintégration de l'isotope dont on cherche à déterminer le Q_β.



En effet, considérons l'exemple ci-contre où le spectre expérimental F(c) est un spectre E_β en coïncidence avec la raie $E_{\gamma 10}$. Le fait que les hypothèses de base de notre méthode s'écrivent sous forme d'équations linéaires permet de considérer le spectre $E_\beta - E_{\gamma 10}$ comme la somme de plusieurs composantes, chacune d'elles correspondant à l'alimentation

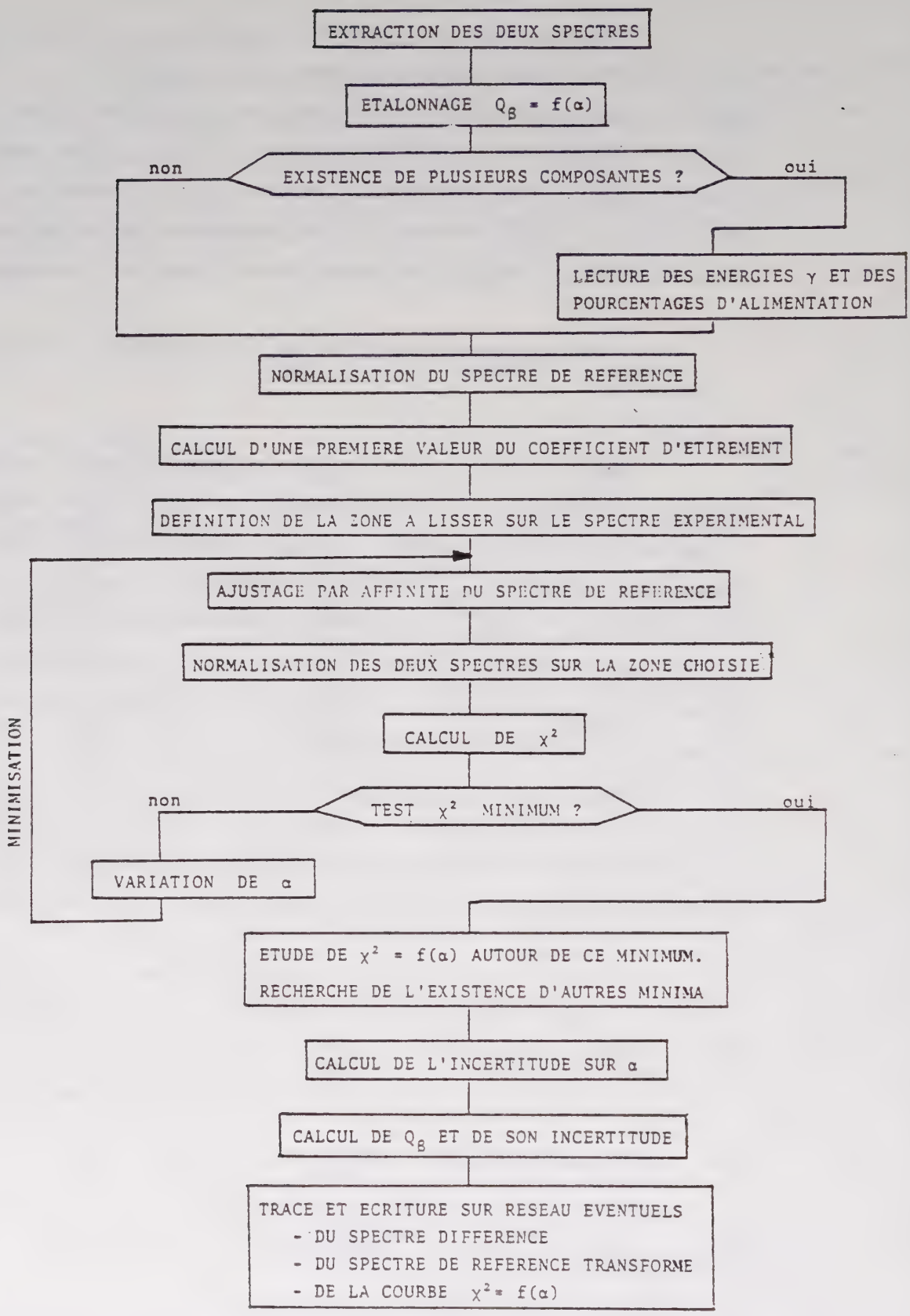


Figure 10 : Organigramme simplifié du programme d'analyse de forme des spectres d'énergie béta.

d'un niveau, ce qui s'exprime par :

$$F(C) = \sum_{i=1}^{3} R_i F_i (c) \qquad \text{(iii)}$$

$$\frac{1}{NO_i} F_i (\alpha_i c) d(\alpha_i c) = f(c)\, dc$$

où f(c) représente le spectre de référence

avec $R_1 = \mathcal{N}_1$

$R_2 = \mathcal{N}_2\, r_{21}$

$R_3 = \mathcal{N}_3\, r_{31}$

De plus, si la droite d'étalonnage $Q_\beta = f(\alpha)$ s'écrit $Q_\beta = A\alpha + B$, on a la relation

$$\alpha_i = \alpha_1 - \frac{\Delta E_i}{A} \qquad \text{avec } \Delta E_i = E_i - E_1$$

Dans un cas semblable, l'utilisateur fournit comme données l'ensemble des couples $(\Delta E_i, R_i)$ et le programme déterminera la valeur de α_1 qui satisfait à la relation (iii).

L'étape suivante consiste à calculer une première valeur du coefficient d'affinité α. Cette valeur est donnée par le rapport entre le canal final du spectre expérimental et le canal final du spectre de référence, les deux spectres ayant préalablement été normalisés en surface. Ce canal final est dans la pratique le dernier canal du spectre dont le contenu est supérieur à un seuil bas de l'ordre de quelques coups, ce qui permet de ne pas être gêné par les oscillations statistiques de l'extrémité des spectres.

L'utilisateur doit ensuite définir la zone qu'il désire lisser sur son spectre expérimental.

Le calcul d'ajustage par affinité de coefficient α se fait ensuite de la manière suivante :

$$F(C')dC' = f\left(\frac{C'}{\alpha}\right) d\left(\frac{C'}{\alpha}\right)$$

où C' est un entier (canal), et $\frac{C'}{\alpha}$ une valeur réelle encadrée dans le spectre d'origine par les canaux C_r et C_{r+1}.

Ce qui conduit avec $\alpha \geq 1$ et $\begin{cases} C_r < \frac{C'}{\alpha} < C_{r+1} \\ C_r < \frac{C' + 1}{\alpha} < C_{r+1} \end{cases}$

à appliquer la formule :

$$F(C') = \frac{1}{\alpha} f(C_r)$$

Dans le cas où $\alpha \geq 1$ et $\begin{cases} C_r < \frac{C'}{\alpha} < C_{r+1} \\ C_{r+1} < \frac{C' + 1}{\alpha} < C_{r+2} \end{cases}$

on utilise l'expression :

$$F(C') = \left[C_{r+1} - \frac{C'}{\alpha}\right] f(C_r) + \left[\frac{C' + 1}{\alpha} - C_{r+1}\right] f(C_{r+1})$$

Par contre, si $\alpha \leq 1$, nous avons :

$$F(C') = \sum_{i=0}^{n} k_i f(C_i)$$

où C_o et C_n sont définis par : $\begin{cases} C_o < \frac{C'}{\alpha} < C_o + 1 \\ \text{et} \\ C_n < \frac{C' + 1}{\alpha} < C_n + 1 \end{cases}$

$$k_i = 1 \text{ pour } 1 \leq i \leq n-1$$
$$k_o = -\frac{C'}{\alpha} + C_o + 1$$
$$k_n = \frac{C' + 1}{\alpha} - C_n$$

Ce calcul s'effectue sur des valeurs discrètes (histogramme), ce qui conduit à des écarts de l'ordre de 1 à 2 % par rapport au même calcul effectué sur une fonction continue, mais ces écarts sont inférieurs aux incertitudes statistiques sur le nombre d'événements de nos spectres expérimentaux.

Le spectre de référence ainsi transformé et le spectre expérimental sont alors normalisés en surface sur la zone déjà choisie par l'utilisateur.

Le programme étudie ensuite l'écart entre les deux spectres. Cet écart est caractérisé par la grandeur :

$$\chi^2 = \sum_{\substack{\text{zone à} \\ \text{lisser}}} \left[\frac{n_{i\ exp} - n_i(\alpha)}{\sigma_i} \right]^2$$

où $n_{i\ exp}$ et σ_i sont respectivement le contenu et la tolérance admise pour le $i^{ème}$ canal du spectre expérimental et $n_i(\alpha)$ est le contenu de ce même canal sur le spectre de référence étiré et normalisé. La dispersion introduite dans le calcul est de type gaussien lorsque le contenu du canal est supérieur à 30 et de type poissonnien dans le cas contraire.

De plus, la taille de l'intervalle de confiance peut être fixée par l'utilisateur, correspondant à une probabilité de présence de la valeur exacte de 90 % ou de 68 %.

La tâche suivante du programme consiste à déterminer la valeur de α qui minimise cette grandeur χ^2.

Le principe de cette minimisation est détaillée sur l'organigramme de la figure 11 . Elle s'effectue en faisant varier α à partir de la valeur initiale d'abord avec un pas de 0.1 ensuite avec un pas de 0.01.

Ce calcul de χ^2 a deux buts : d'une part, tester la validité du lissage de coefficient α, et d'autre part, lorsque ce lissage est bon, d'estimer l'incertitude sur ce coefficient ; il faut donc être attentif aux tolérances qui sont utilisées pour cette détermination.

L'espérance mathématique du χ^2, c'est-à-dire sa valeur moyenne, ($E(\chi^2) = \sum_i \chi_i^2\ p_i$) étant égale au nombre N de canaux de la zone choisie, lorsque $\chi^2 \cong N$, le test est considéré comme positif et le lissage est correct.

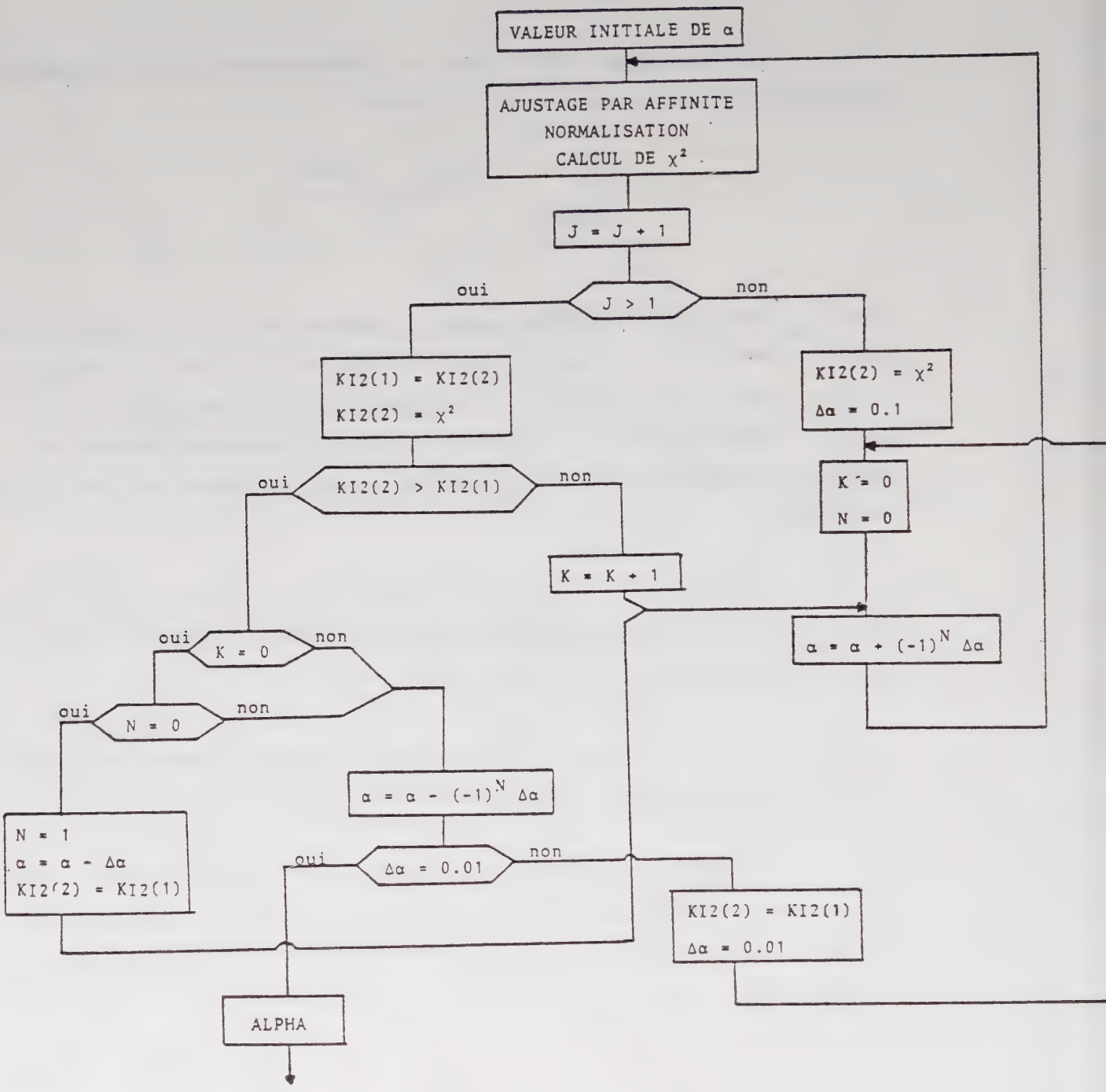


Figure 11 : Principe de la minimisation du χ^2 dans le programme QBETA.

Le domaine de variation de χ^2 que nous avons admis est $0.5\ N \leq \chi^2 \leq 2\ N$.

Mais nous nous sommes aperçus au cours de l'utilisation de ce programme, que parfois le lissage était correct alors que $\chi^2 \geq 3\ N$. Une étude plus détaillée de ces cas nous a montré qu'ils correspondaient à des problèmes liés à la soustraction du fond Compton se trouvant sous les pics d'énergie E_γ. En effet, jusqu'à présent nous avons considéré le spectre expérimental comme le résultat d'une mesure. Or, dans le cas des spectres E_β-E_γ, ils sont le résultat d'un calcul. Le spectre traité est obtenu en soustrayant au spectre d'énergie béta en coïncidence avec un pic du spectre E_γ, le spectre E_β en coïncidence avec le bruit de fond correspondant (voir figure 12).

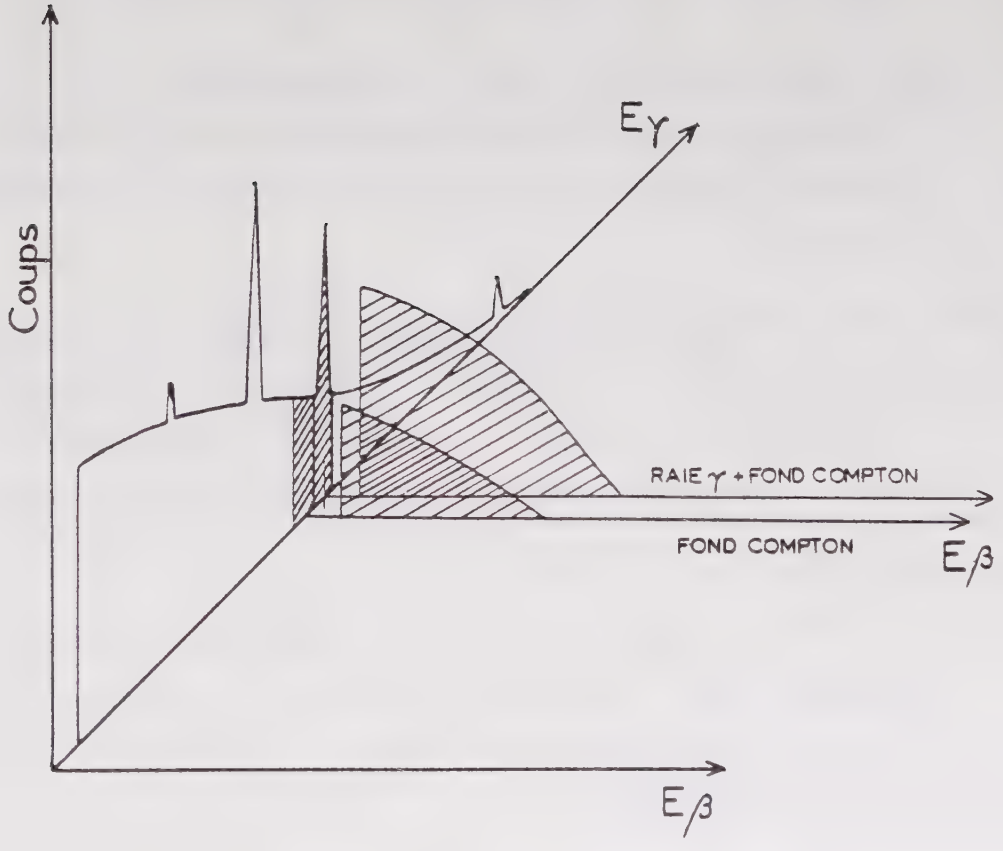


Figure 12 : Pavé bidimensionnel E_β-E_γ montrant un spectre d'énergie β en coïncidence avec une raie γ et le spectre d'énergie béta en coïncidence avec le fond Compton correspondant.

Dans le cas de spectres de faibles activités en coïncidence avec une raie gamma sortant difficilement du fond Compton, il faut utiliser comme tolérance la somme quadratique des tolérances, c'est-à-dire $\sigma_i^2 = \sigma_i^2(\gamma) + \sigma_i^2$ (BF).

Par contre, si la valeur de $\chi^2 < \frac{N}{2}$, il faut vérifier que les tolérances n'ont pas été surestimées.

Toutes ces remarques nous ont amenés à créer des options dans le programme :

- extraction successive du spectre $(E_\beta - E_\gamma)$ puis $(E_\beta - BF)$ pour calculer correctement les tolérances ;
- choix de la taille de l'intervalle de confiance utilisé.

C'est à l'utilisateur, en fonction des caractéristiques du spectre qu'il désire traiter, de définir les options de son calcul.

L'étape suivante du programme est le calcul systématique du χ^2 autour de cette valeur minimum afin de déterminer l'existence éventuelle de plusieurs minima et d'estimer l'incertitude sur la valeur de α.

Dans le cas où plusieurs minima sont rencontrés au cours de ce calcul, ils sont comptés et la valeur de α retenue est celle correspondant au plus bas de ces minima. L'utilisateur est alors prévenu par un message affiché à la console que plusieurs composantes ont été détectées dans son spectre.

La figure 13 montre l'exemple d'une courbe $\chi^2 = f(\alpha)$ correspondant à deux composantes. Le spectre E_β analysé étant le spectre d'énergie β en coïncidence avec la raie gamma de 105 keV du ^{79}Rb provenant de la désintégration du ^{79}Sr étudiée dans le chapitre suivant.

La première de ces composantes est due à l'alimentation directe du niveau à 144 keV d'où est issue cette raie gamma de 105 keV. L'autre est due aux alimentations des niveaux d'énergie supérieure à 144 keV qui se désexcitent sur ce niveau. Les autres niveaux alimentés

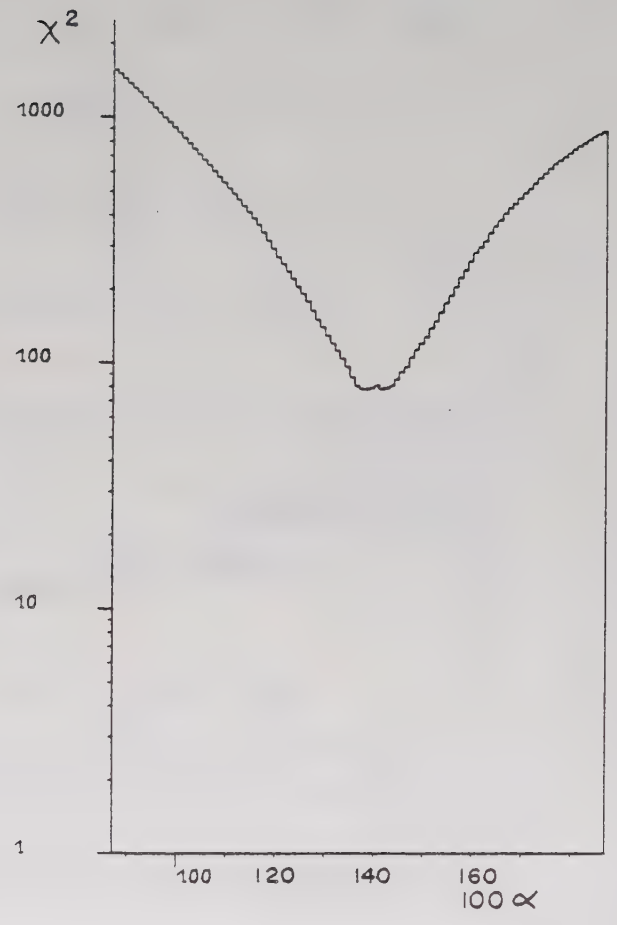


Figure 13 :

Courbe $\chi^2 = f(\alpha)$ correspondant à l'analyse par le programme QBETA du spectre E_β en coïncidence avec la raie de 105 keV du ^{79}Rb.

étant proches en énergie et leur alimentation étant du même ordre de grandeur, ils ne sont pas distingués et ils apparaissent sous la forme d'une contribution moyenne qui s'ajoute à l'alimentation directe.

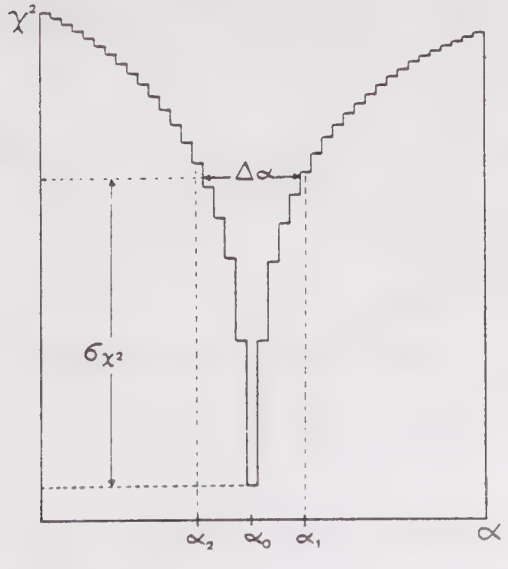


Figure 14 : Détermination de l'incertitude sur le coefficient d'étirement α.

L'incertitude sur α est déterminée à partir de l'écart-type sur le χ^2 de la manière suivante (voir figure 14) :

Si α_o est la valeur du coefficient d'étirement qui minimise χ^2,

Si σ_{χ^2} est l'écart-type sur cette valeur de χ^2,

Le programme recherche les coeffi-

cients α_1 et α_2 tels que :

$$\alpha_1 < \alpha_0 < \alpha_2$$

$$\chi^2(\alpha_1 + 0.01) \leq \chi^2(\alpha_0) + \sigma_{\chi^2} \leq \chi^2(\alpha_1)$$

$$\chi^2(\alpha_2 - 0.01) \leq \chi^2(\alpha_0) + \sigma_{\chi^2} \leq \chi^2(\alpha_2)$$

et donne le résultats sous la forme :

$$\alpha = \alpha_0 + (\alpha_2 - \alpha_0) - (\alpha_0 - \alpha_1)$$

Dans l'étape finale, à partir de l'étalonnage fourni par l'utilisateur, le programme calcule le Q_β de la transition étudiée et détermine les barres d'erreur sur cette valeur grâce à un calcul classique d'incertitude tenant compte des variances de l'étalonnage et du facteur d'étirement :

Si la droite d'étalonnage est de la forme

$$Q_\beta = A\alpha + B$$

$$\Delta Q_\beta = \sqrt{(A\,\Delta\alpha)^2 + \sigma^2_{(B)} + (\alpha\,\sigma_{(A)})^2}$$

où $\sigma^2_{(B)}$ et $\sigma^2_{(A)}$ sont les variances sur les coefficients de l'étalonnage.

Enfin, l'utilisateur a la possibilité s'il le désire de tracer ou d'écrire en mémoire les spectres suivants :

- spectre de référence transformé,
- spectre différence entre le spectre expérimental et son lissage,
- spectre de $\chi^2 = f(\alpha)$ autour du minimum.

Ce programme est applicable aussi bien sur des spectres E_β-E_γ que E_β-Masse. Ces spectres ayant une forme différente (cf. ref. (6)) dans chaque cas le spectre de référence doit être un spectre de même type.

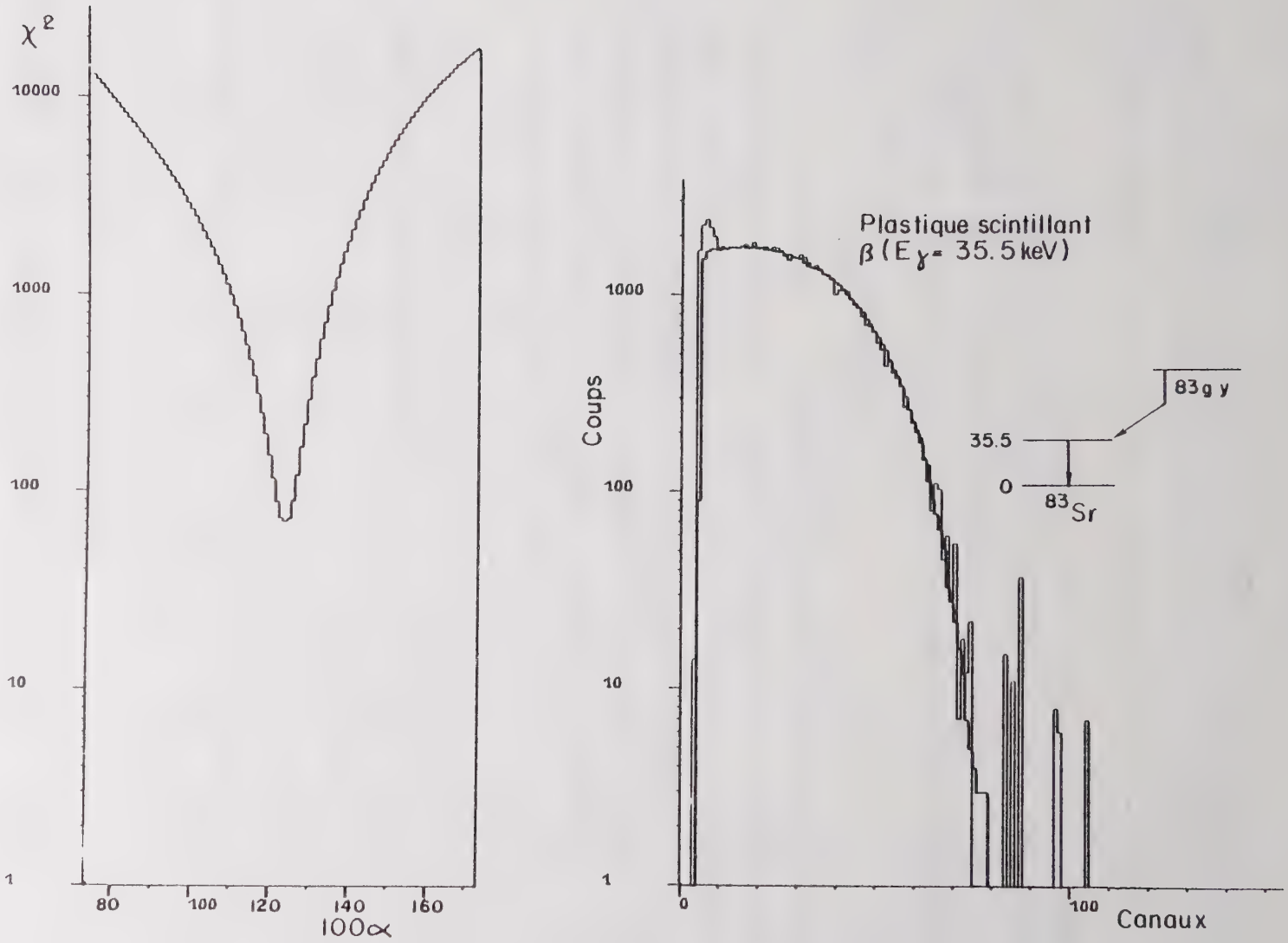


Figure 15 : *Lissage et courbe $\chi^2 = f(\alpha)$ correspondant à l'analyse par le programme QBETA du spectre E_β en coïncidence avec la raie gamma de 35.5 keV du ^{83}Sr.*

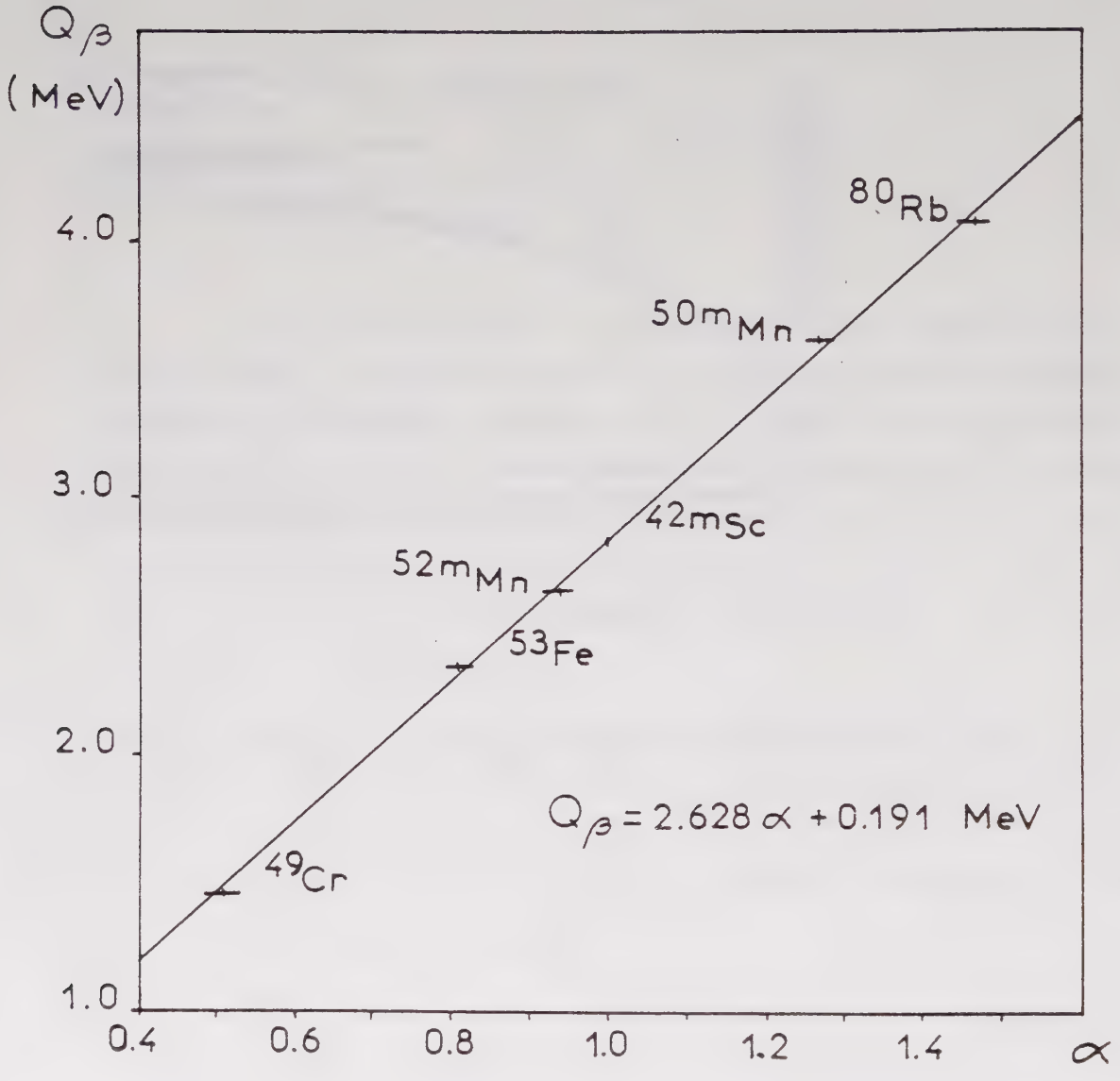


Figure 16 : *Droite d'étalonnage $Q_\beta = f(\alpha)$ pour des spectres E_β comptés sur le détecteur Germanium Intrinsèque en coïncidence avec des transitions gamma.*

Lors de l'analyse des spectres de coïncidence E_β-masse, l'absence de bruit de fond sur les spectres de temps de vol conduit à utiliser l'option de dispersion minimum (correspondant à la probabilité de confiance de 68 %) dans le calcul de χ^2.

La figure 15 montre un exemple de lissage obtenu par ce programme sur le spectre E_β en coïncidence avec la raie de 35.5 keV du ^{83}Sr.

La droite d'étalonnage $Q_\beta = f(\alpha)$ obtenue en lissant des spectres d'énergie béta d'isotopes connus (^{49}Cr, ^{53}Fe, ^{52m}Mn, ^{50m}Mn, ^{80}Rb) mesurés sur le détecteur Germanium Intrinsèque à partir d'un spectre E_β en coïncidence avec les raies gamma du ^{42m}Sc est présentée sur la figure 16.

La figure 17 présente un exemple d'analyse par ce programme d'un spectre E_β complexe. Ce spectre d'énergie béta en coïncidence avec la raie de 201 keV du ^{87}Zr n'est pas lissable à l'aide d'une seule affinité mais la détermination des différentes valeurs de α qui sont nécessaires pour le lissage global du spectre permet d'avoir une première idée des énergies des niveaux supérieurs alimentés par β^+, et de leur pourcentage relatif d'alimentation.

Un exemple de traitement par ce programme des spectres de coïncidence E_β-masse est présenté sur la figure 18 qui montre le lissage du spectre E_β en coïncidence avec la masse 82 (^{82}Y), le schéma de désintégration de cet isotope ayant été pris en compte dans cette analyse. La droite d'étalonnage $Q_\beta = f(\alpha)$ utilisée pour les spectres de ce type se trouve sur la figure 19.

Figure 17 : Analyse effectuée par le programme QBETA du spectre I_β en coïncidence avec la raie γ de 201 keV du ^{87}Zr.

Ⓐ : analyse en 1 seule composante, du canal 15 au canal 95 : $\alpha = 0.97 \begin{smallmatrix} + 0.02 \\ - 0.06 \end{smallmatrix}$; $\chi^2_N = 2.495$.

Ⓑ : analyse en supposant l'existence de 2 composantes : lissage de la partie haute énergie du canal 50 au canal 95 :

$\alpha = 1.35 \begin{smallmatrix} + 0.03 \\ - 0.04 \end{smallmatrix}$; $\chi^2_N = 1.797$.

Ⓒ : analyse de la différence entre le spectre initial et le lissage de la composante longue représentée en Ⓑ, effectuée du canal 15 au canal 40 : $\alpha = 0.79 \begin{smallmatrix} + 0.02 \\ - 0.03 \end{smallmatrix}$; $\chi^2_N = 2.195$ [$\alpha = 0.80 \pm 0.04$; $\chi^N_2 = 1.018$ avec l'option de somme quadratique des tolérances sur les deux spectres (initial et Ⓑ)].

Ⓓ : somme des composantes Ⓑ et Ⓒ

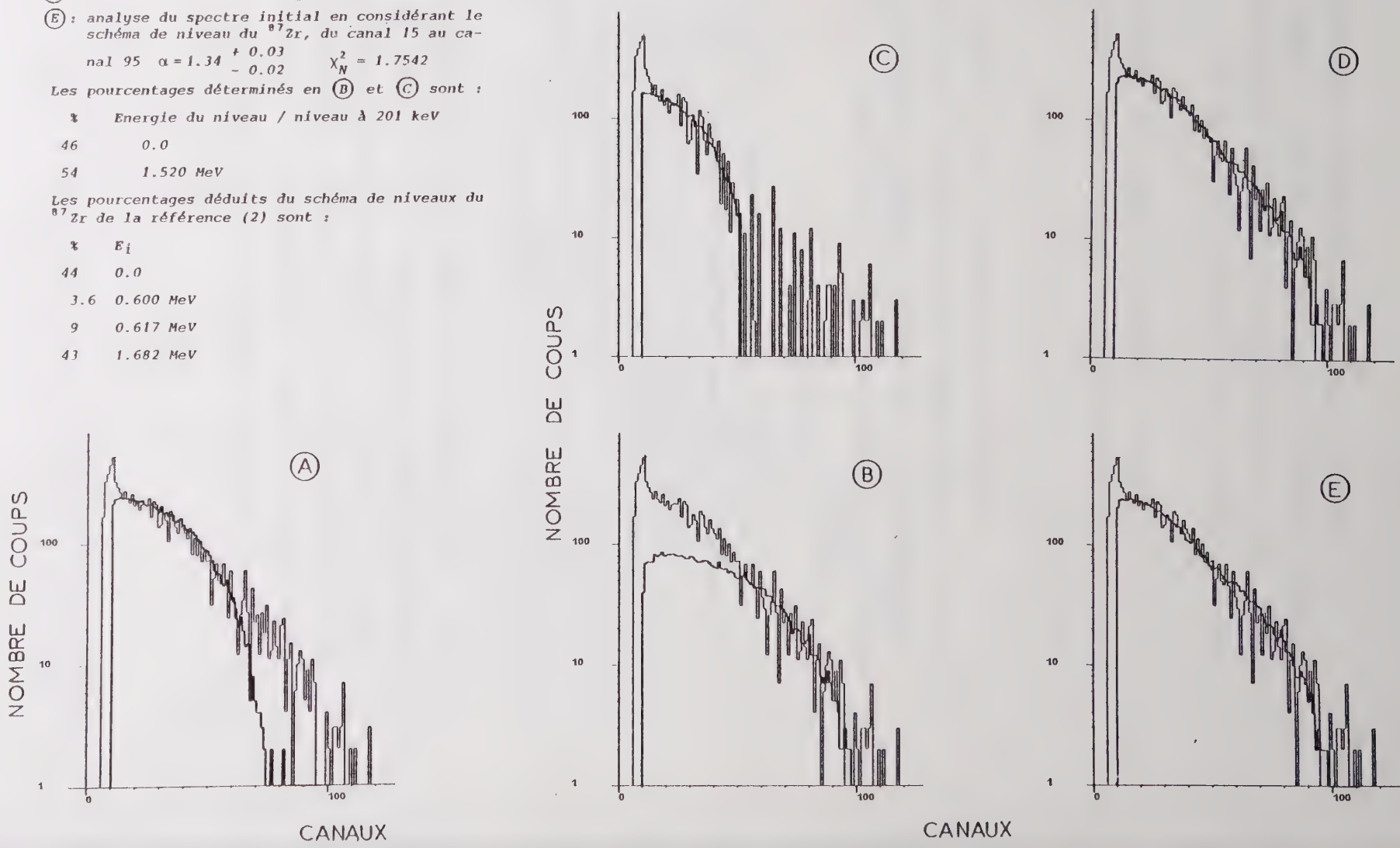
Ⓔ : analyse du spectre initial en considérant le schéma de niveau du ^{87}Zr, du canal 15 au canal 95 $\alpha = 1.34 \begin{smallmatrix} + 0.03 \\ - 0.02 \end{smallmatrix}$ $\chi^2_N = 1.7542$

Les pourcentages déterminés en Ⓑ et Ⓒ sont :

%	Energie du niveau / niveau à 201 keV
46	0.0
54	1.520 MeV

Les pourcentages déduits du schéma de niveaux du ^{87}Zr de la référence (2) sont :

%	E_i
44	0.0
3.6	0.600 MeV
9	0.617 MeV
43	1.682 MeV



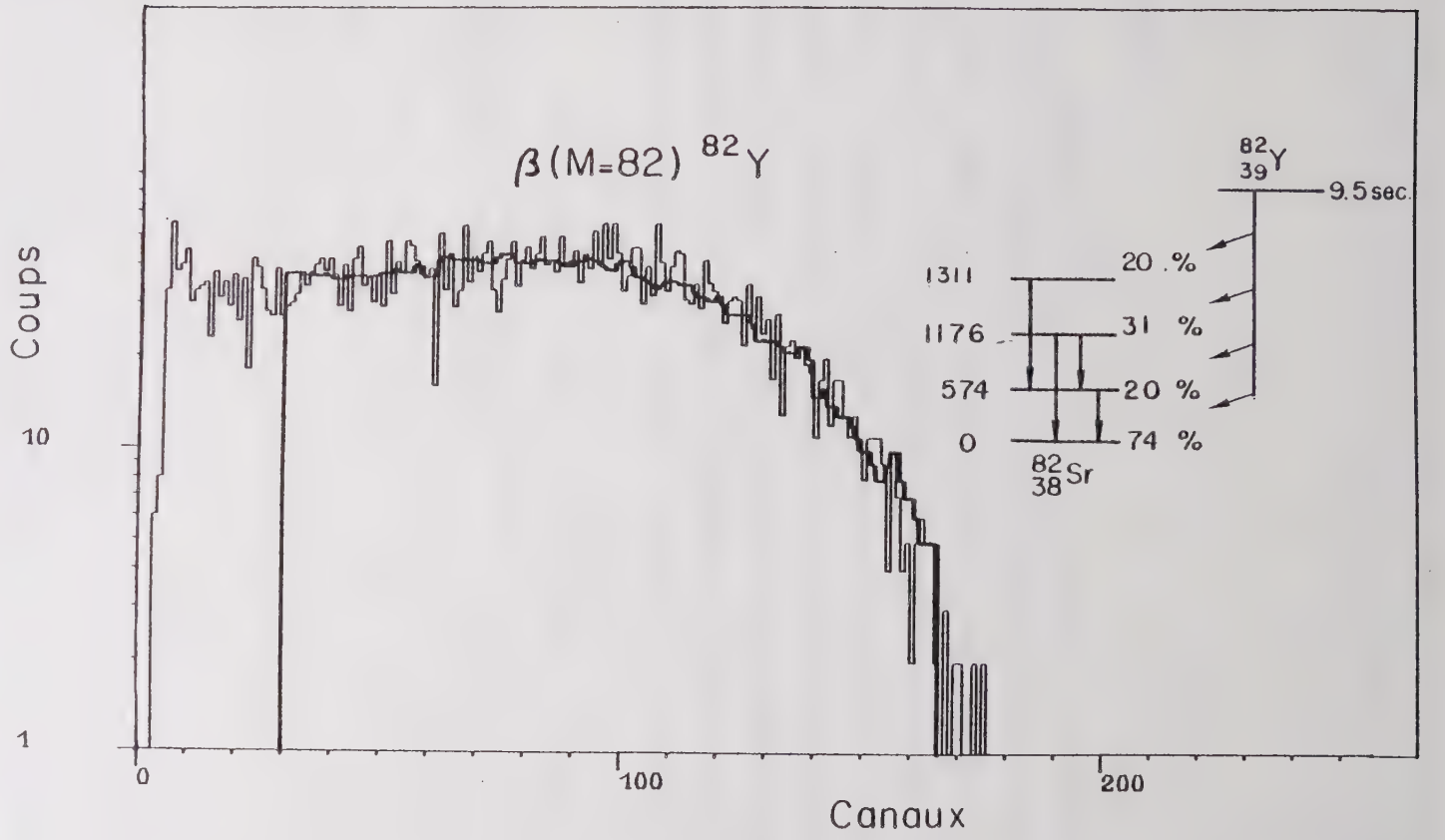


Figure 18 : *Lissage calculé par le programme QBETA pour un spectre E_β en coïncidence avec la masse 82 correspondant à l'^{82}Y.*

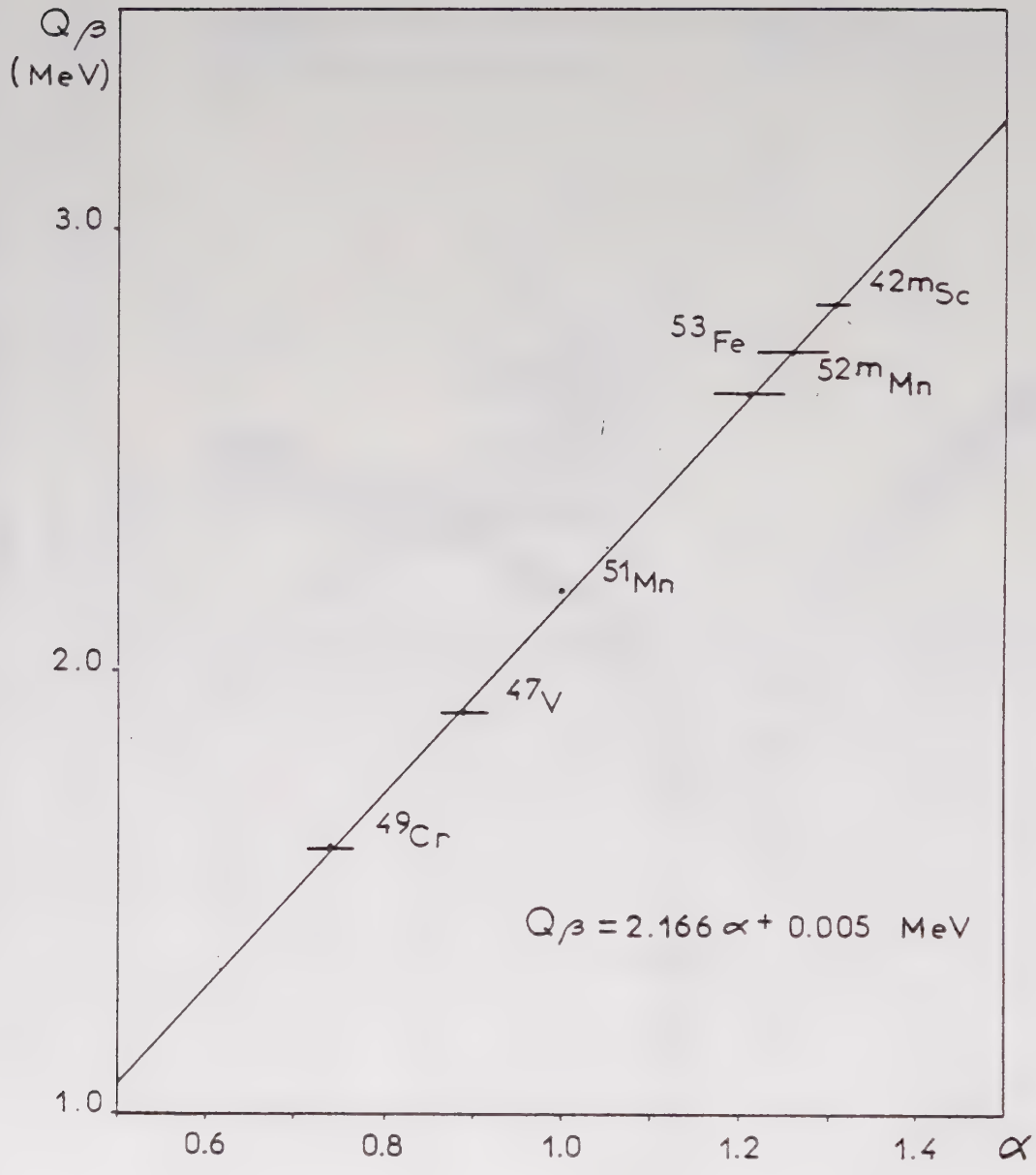


Figure 19 : *Droite d'étalonnage $Q_\beta = f(\alpha)$ pour des spectres E_β comptés sur le détecteur plastique en coïncidence avec les pics du spectre de temps de vol.*

CHAPITRE III

R_E_S_U_L_T_A_T_S__E_X_P_E_R_I_M_E_N_T_A_U_X

Toutes les énergies de désintégration présentées dans ce chapitre ont été déterminées à l'aide du programme d'analyse "QBETA" qui vient d'être décrit, sur des spectres de coïncidence E_β-E_γ. Dans la plupart des cas des spectres E_β-E_γ mesurés sur les deux détecteurs d'énergie β, ont été analysés, permettant ainsi de tester l'utilisation du détecteur Germanium à la mesure des énergies béta. Des spectres de coïncidence E_β-masse provenant d'expériences précédentes ont également été réanalysés à l'aide de ce programme. La comparaison entre ces différents résultats a été effectuée chaque fois que cela a été possible.

Le but final de notre analyse est la détermination du défaut de masse de nouveaux isotopes exotiques. Celui-ci est calculé à partir du Q_{EC} déterminé expérimentalement et du défaut de masse du noyau fils que nous avons systématiquement pris dans la compilation de Wapstra (20). Ce choix nous a conduit, afin de normaliser nos résultats, à employer les Q_{EC} de cette compilation pour construire les droites d'étalonnages $Q_\beta = f(\alpha)$. Pour passer des données de Wapstra qui sont des énergies de désintégration totale, au différents Q_β des transitions utilisées, nous nous sommes servis des schémas de désintégration de ces isotopes publiés dans les tables de Lederer (21). Le tableau 1 rassemble ces valeurs de Q_β.

Isotope	Transition γ utilisée	Q_β (MeV)
^{42m}Sc	437 keV	2.829 ± 0.001
^{52m}Mn	1434 keV	2.634 ± 0.002
^{50m}Mn	1443 keV	3.515 ± 0.001
^{53}Fe	377 keV	2.344 ± 0.001
^{80}Rb	616 keV	4.070 ± 0.018
^{49}Cr	62 keV 153 keV	1.452 ± 0.003
^{47}V	fondamental	1.905 ± 0.001
^{51}Mn	fondamental	2.186 ± 0.002

Tableau 1

Les spectres de référence que nous avons employés pour effectuer les lissages sont :

- les spectres d'énergie béta en coïncidence avec les raies gamma du ^{42m}Sc pour l'analyse des spectres E_β-E_γ ;
- les spectres d'énergie béta en coïncidence avec la masse 51 correspondant au ^{51}Mn pour l'étude des spectres E_β-Masse.

Nous avons vu dans la description du programme QBETA que les incertitudes étaient calculées indépendamment à droite et à gauche de la valeur calculée. Lorsque ces incertitudes étaient peu différentes nous les avons moyennées pour symétriser nos résultats.

D'autre part, en ce qui concerne les spectres d'énergie gamma et X, la calibration en énergie et la mesure d'efficacité des détecteurs GeLi et GeInt ont été effectuées grâce à des sources étalons de ^{57}Co, ^{60}Co, ^{137}Cs, ^{88}Y et ^{152}Eu. Les énergies précises et les intensités absolues des raies gamma caractéristiques de ces différents isotopes ont été prises dans la référence (21).

I. ^{79}Sr

Au cours de précédentes expériences effectuées à Orsay, cet isotope avait été produit par la réaction $^{32}S(^{54}Fe,\alpha 2pn)$ et des résultats partiels avaient été obtenus (1)(2)(3)(6). Mais le système cible-projectile et l'énergie incidente du faisceau utilisés conduisaient dans le même temps à la production du ^{83}Zr par la réaction $^{32}S(^{54}Fe,2pn)$.

Ces deux isotopes possèdent en commun une raie gamma caractéristique d'énergie 105 keV, raie très importante dans le cas du ^{79}Sr, ce qui pouvait entacher d'erreur les caractéristiques de désintégration de cet isotope (Q_{EC}, schéma de niveaux du ^{79}Rb).

L'utilisation du système $^{32}S+^{50}Cr$ et l'adjonction au système expérimental du "dérouleur de bande" ont permis par une étude plus approfondie, en particulier des coïncidences E_γ-E_γ, d'attribuer à cet isotope de nouvelles raies gamma et de préciser son schéma de désintégration. Sa période a également pu être vérifiée : $T_{1/2}$ = 1.97 ± 0.12 mn.

Les tableaux 2 et 3 résument les coïncidences γ-γ observées. La figure 20 présente un spectre mesuré avec le détecteur GeInt qui est la somme des spectres en coïncidence avec les raies γ de 39,5 ; 105 ; 135 ; 141 ; 144 ; 219 ; 245 ; 318 et 324 keV respectivement.

Le spectre de la figure 21 a été obtenu sur le détecteur GeLi en coïncidence avec la raie de 39,5 keV (a) et 105 keV (b).

Nos valeurs d'intensités relatives sont comparées aux valeurs déjà publiées dans le tableau 4.

La méthode décrite au paragraphe II.1 a été utilisée pour déterminer les pourcentages d'alimentation β^+ des niveaux du ^{79}Rb à partir de l'intensité absolue de la raie de 39,5 keV qui est de 27,5 %.

Les valeurs de log ft correspondantes ont permis d'attribuer le spin de certains niveaux en tenant compte également des multipolarités des raies γ déduites de la comparaison de leur coefficient de conversion à ceux tabulés par Hager et Seltzer (22) et de leur durée de vie.

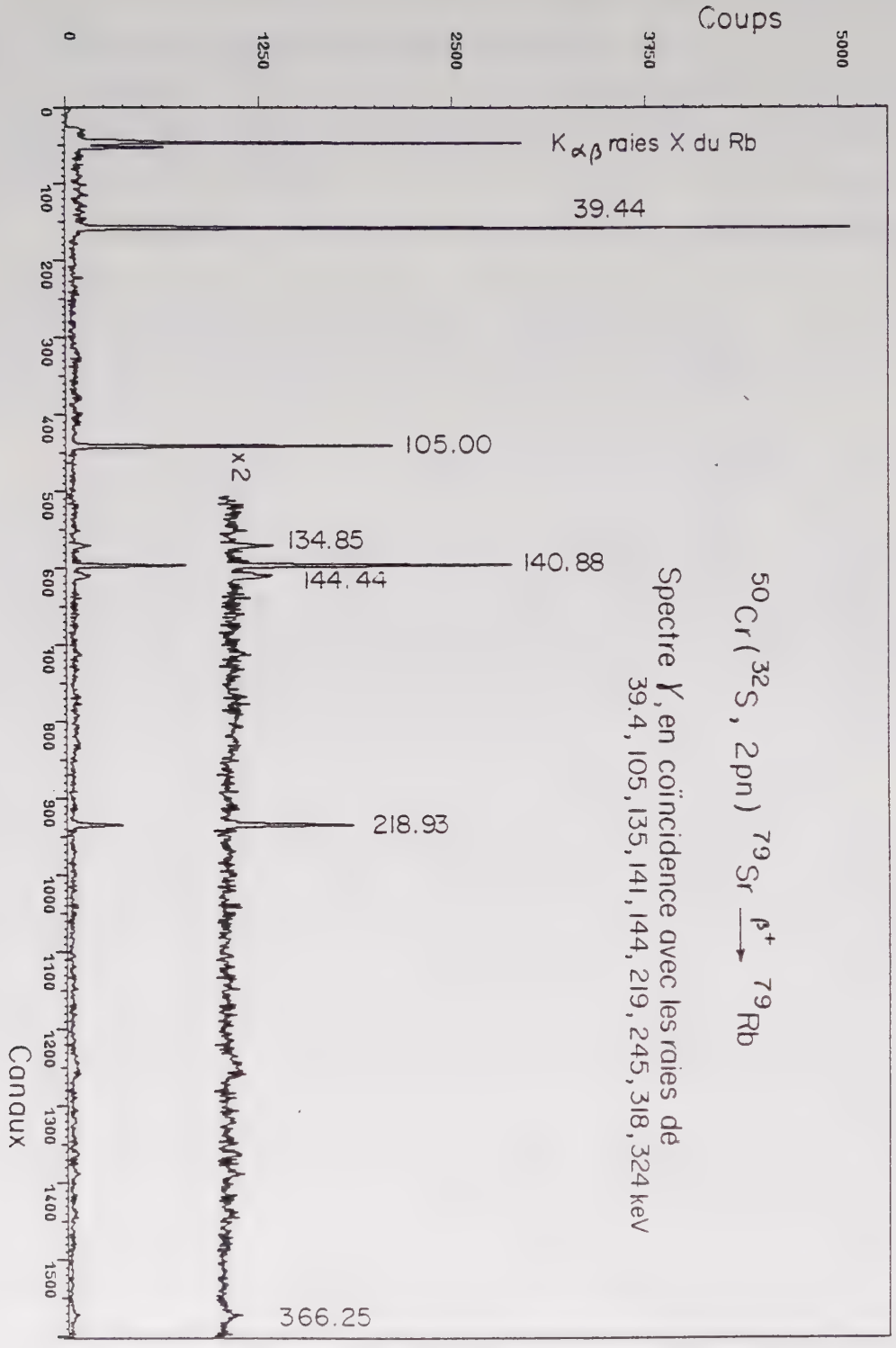


Figure 20 : Spectre E_γ mesuré sur le détecteur Germanium Intrinsèque en coïncidence avec les raies de 39.4 ; 105 ; 135 ; 141 ; 144 ; 219 ; 245 ; 318 et 324 keV du ^{79}Rb.

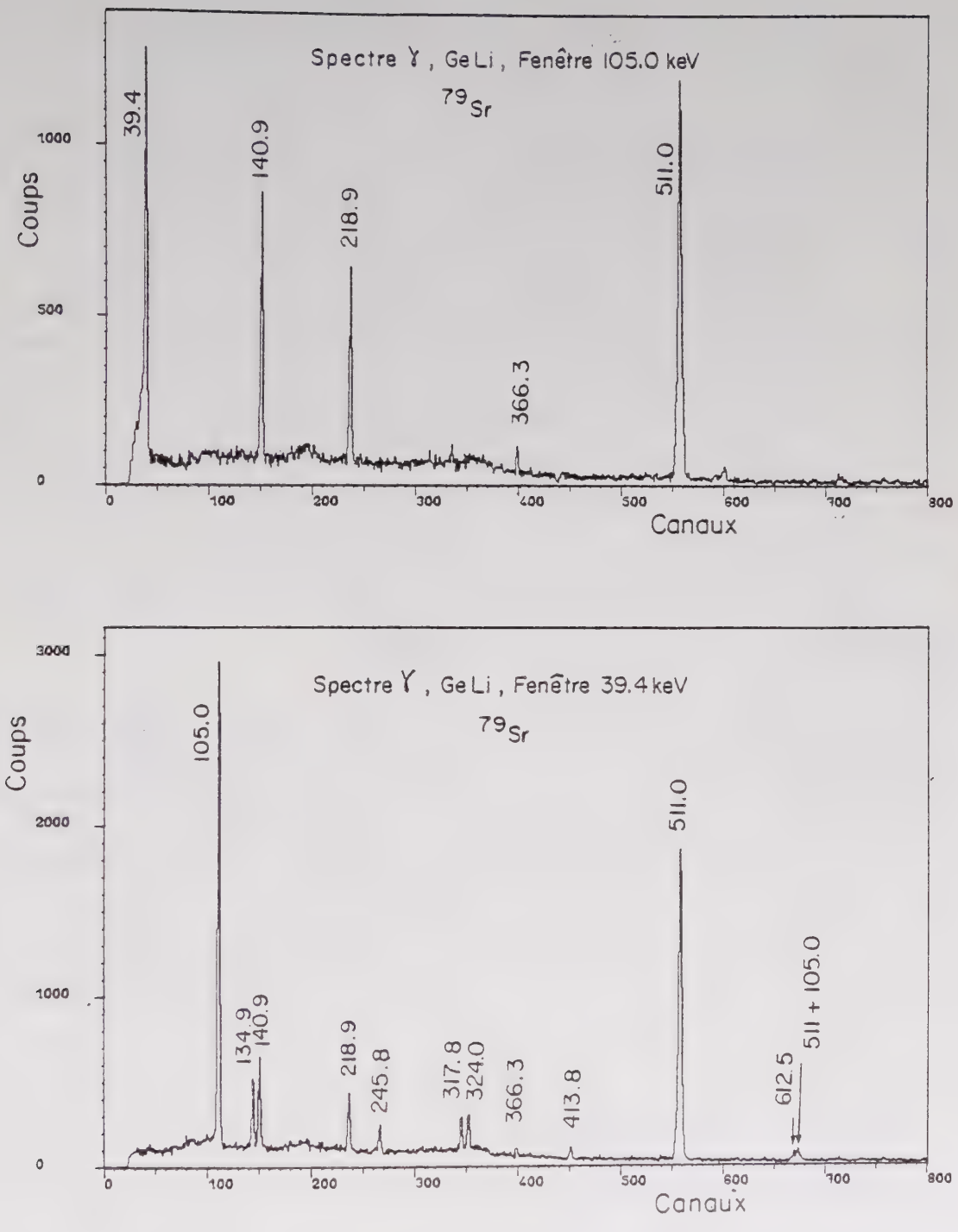


Figure 21 : Spectre E_γ mesuré sur le détecteur GeLi en coïncidence avec les raies de 39.5 keV (a) et de 105 keV (b) du ^{79}Rb.

E_γ en coinc. GeLi \ Fenêtre sur GeInt	39	105	135	141	144	219	245	318	324
39		X	X	X		X	X	X	X
105	X			X		X			
135	X								
141	X	X			X				
144				X		X			
167	?			?	?				
219	X	X			X				
245	X								
309		X			X				
318	X								
324	X								
366	X	X		X	X				
414	X								
550		X							
612	X								
616	X			X		X	X		
650	?	X							
783			?			X			
1110						X			

Tableau 2

E_γ en coinc. GeInt \ Fenêtre sur GeLi	39	105	135	141	144	219	245	309	318	324	550	616
X_K Rb	X	X	X	X		X	X	X	X	X		X
39		X	X	X		X	X	X	X	X		X
105	X					X		X			X	
135	X											
141	X	X			X						X	X
144						X		X				
219	X	X			X							X
245	X											
309	X				?							
318	X											
324	X											
366	?	?		?	?							

Tableau 3

Energie γ (keV)	Intensité relative présent travail	Intensité relative référence (7)	Intensité relative référence (2)
39.5	100	100	100
105	78 ± 2	74	93
135	11 ± 2	12	8
141	16 ± 2	15	13
144	* 16 ± 2	6	-
219	21 ± 3	21	12
245	* 15 ± 2	6	-
324	* 19 ± 3	15	-
366	8 ± 1	7	-

* Correction du pic somme effectuée

Tableau 4

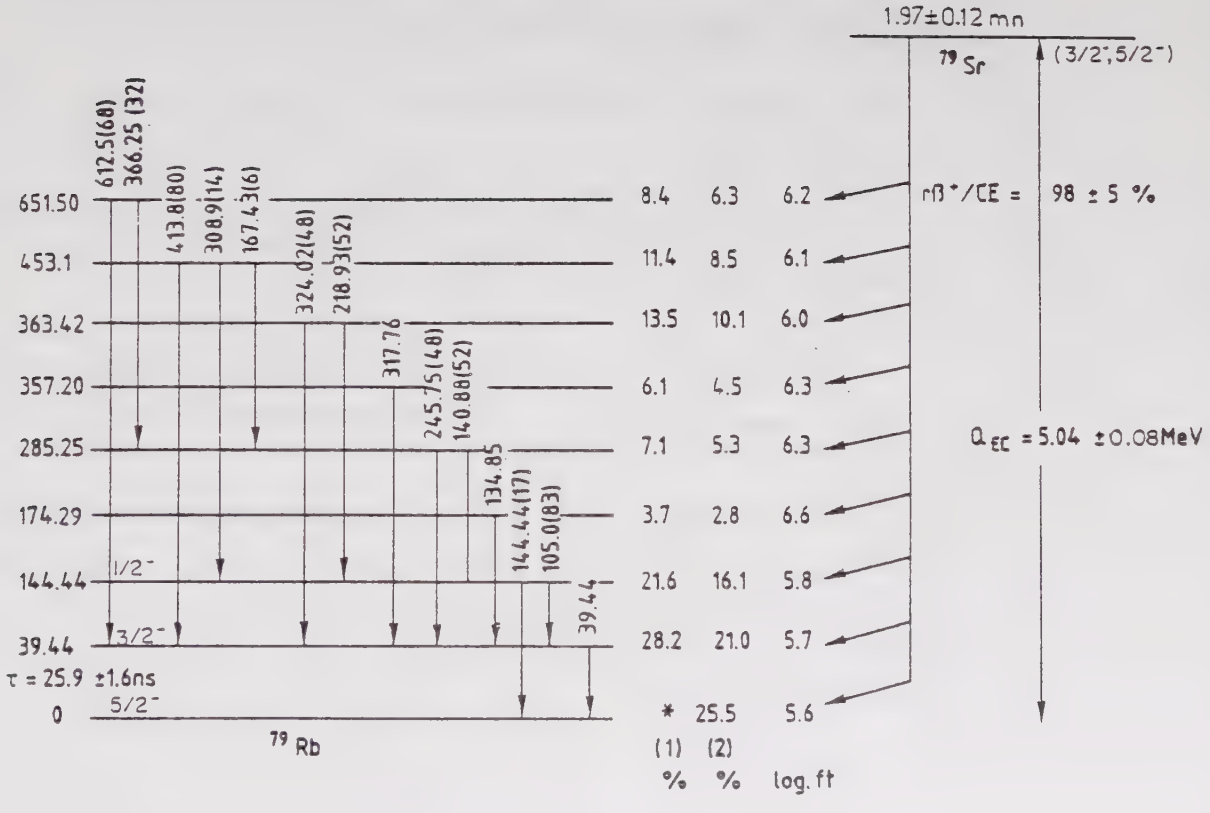


Figure 22 : Schéma de désintégration du ^{79}Sr.

L'ensemble de ces données est rassemblé dans le tableau 5 et le schéma de désintégration est présenté sur la figure 22. Les spectres de coïncidence entre le détecteur Germanium Intrinsèque et le détecteur GeLi montrent que la raie de 39,5 keV est très convertie et la mesure de son coefficient de conversion a été effectuée sur des spectres E_X en coïncidence avec plusieurs raies. Ce coefficient, déterminé par le rapport entre le nombre d'événements convertis et le nombre d'événements gamma pour une transition donnée, s'écrit dans la pratique:

$$C_o = \frac{N_{X_{K_\alpha}}}{\varepsilon_{X_K}\,\varepsilon'_{X_K}} \cdot \frac{\varepsilon^\gamma}{N_\gamma} \cdot \frac{I_{\Sigma X_K}}{I_{K_\alpha}} \cdot \frac{1}{\omega_K}$$

où $N_{X_{K_\alpha}}$ est le nombre d'événements X_{K_α} détectés,

ε_{X_K} est l'efficacité de détection pour cette énergie,

et ε'_{X_K} est l'efficacité de la prise de temps sur le circuit rapide de coïncidence. Pour des énergies de l'ordre de 15 keV $\varepsilon'_X \cong 0{,}80$. Au-delà de E = 25 keV, $\varepsilon' = 1$.

N_γ et ε_γ sont respectivement le nombre d'événements gamma détectés et l'efficacité de détection pour E_γ.

$\frac{I_{\Sigma X_K}}{I_{K_\alpha}}$ est le rapport d'intensité entre la somme de toutes les raies X_K et la raie X_{K_α}

et ω_K est le rendement de fluorescence de la raie X_K pour l'élément considéré pris dans la référence (21).

Le tableau 6 présente les différents résultats concernant la conversion de la raie de 39,5 keV.

Raie γ en coïncidence	C_o
135 keV	1.80 ± 0.13
245 keV	1.34 ± 0.20
324 keV	1.48 ± 0.08

Tableau 6

La valeur moyenne de C_o déterminée à partir de ces trois raies qui ne sont en coïncidence qu'avec une seule raie convertie : la raie de 39,5 keV est

$$C_o = 1.54 \pm 0.07$$

D'autre part, l'analyse du spectre E_X en coïncidence avec la raie de 105 keV conduit à une valeur de $C_o = 1.49 \pm 0.03$.

Niveaux de ^{79}Rb	E_γ	I % relative	I % absolue	BR	Ji	Jf	Multipolarité	c_o	τ
39.44 ± 0.04	39.44 ± 0.04	100	27.5 ± 5	100	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	M1	1.54 ± 0.07	24 ± 1 ns
144.44 ± 0.05	105.00 ± 0.04	78 ±2	21.5 ± 4	83	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{3}{2}^-$	M1, E2	<0.12 ± 0.1	< 5 ns
	144.44 ± 0.05	16 ±2 *	4.4 ± 0.9	17	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	E2		
174.29 ± 0.06	134.85 ± 0.04	11 ±2	3.0 ± 0.6	100		$\frac{3}{2}^-$			"
285.25 ± 0.07	140.88 ± 0.05	16 ±2	4.4 ± 0.9	51.6		$\frac{1}{2}^-$			"
	245.75 ± 0.06	15 ±2 *	4.1 ± 0.8	48.4		$\frac{3}{2}^-$			
357.20 ± 0.07	317.76 ± 0.06	18 ±3	4.9 ± 1.0	100		$\frac{3}{2}^-$			"
363.42 ± 0.07	218.93 ± 0.06	21 ±3	5.8 ± 1.2	52.5		$\frac{1}{2}^-$			
	324.02 ± 0.06	19 ±3 *	5.2 ± 1.0	47.5		$\frac{3}{2}^-$			
453.1 ± 0.2	167.43 ± 0.06	2 ±1	0.5 ± 0.1	6					"
	308.9 ± 0.3	4.6±1	1.3 ± 0.3	14		$\frac{1}{2}^-$			
	413.8 ± 0.2	27 ±2	7.4 ± 1.5	80		$\frac{3}{2}^-$			
651.50 ± 0.10	366.25 ± 0.07	8 ±1	2.2 ± 0.4	32		$\frac{3}{2}^-$			"
	612.5 ± 0.2	17 ±2	4.7 ± 0.9	68					

* Correction de pic somme effectuée.

Tableau 5

On peut donc penser que la conversion des autres raies en coïncidence avec la raie de 105 keV (essentiellement 141 keV et 219 keV) est négligeable. Dans la référence (2) la valeur de $C_{o39,5}$ de 1.75 ± 0.20 est en bon accord avec ces résultats. Par contre, P. Haustein (7) donne comme coefficient de conversion de la raie de 39.5 keV une valeur de 4.1 ± 0.3 qui est notablement différente. Ceci explique l'écart entre les pourcentages d'alimentation des niveaux du ^{79}Rb déduits par cet auteur, et les nôtres. L'analyse du spectre E_X-219 keV, sur lequel tous les événements de type X_K ont été attribués à la conversion du 105 keV a permis de calculer pour cette raie un coefficient de conversion maximum de 0.12.

La mesure de la différence de temps séparant l'émission β^+ de la désexcitation gamma permet d'atteindre la durée de vie du niveau dont est issu ce rayonnement gamma.

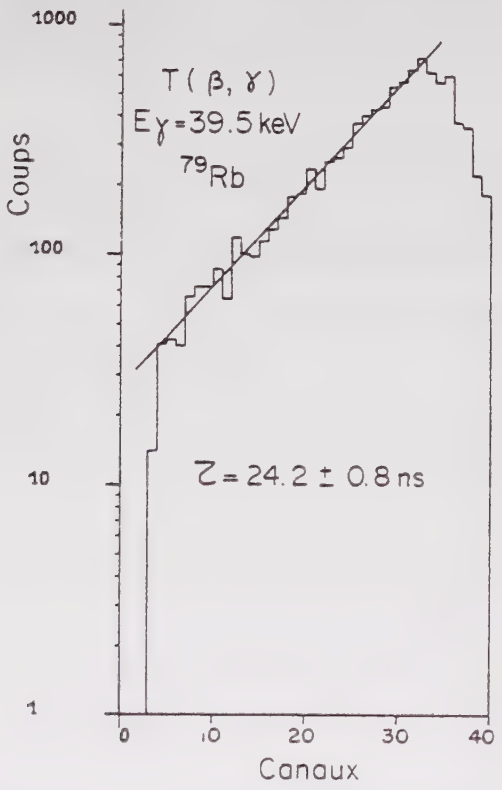


Figure 23 : Durée de vie du niveau à 39.5 keV du ^{79}Rb.

Ces mesures ont été effectuées pour tous les niveaux connus du ^{79}Rb et seul le niveau à 39.5 keV a une durée de vie supérieure à 5 ns (ce qui est la limite inférieure que nous pouvons détecter)

$$\tau_{39.5} = 24.2 \pm 0.8 \text{ ns}$$

Ce spectre de décroissance est présenté sur la figure 23.

Le Q_{EC} de cette désintégration a été mesuré à l'aide de coïncidences E_β-E_γ. La mesure de l'énergie β a été réalisée d'une part, sur le gros détecteur GeInt, d'autre part, sur le plastique scintillant. La figure 24 montre le lissage du spectre E_β mesuré avec le détecteur GeInt en coïncidence avec la raie gamma de 105 keV.

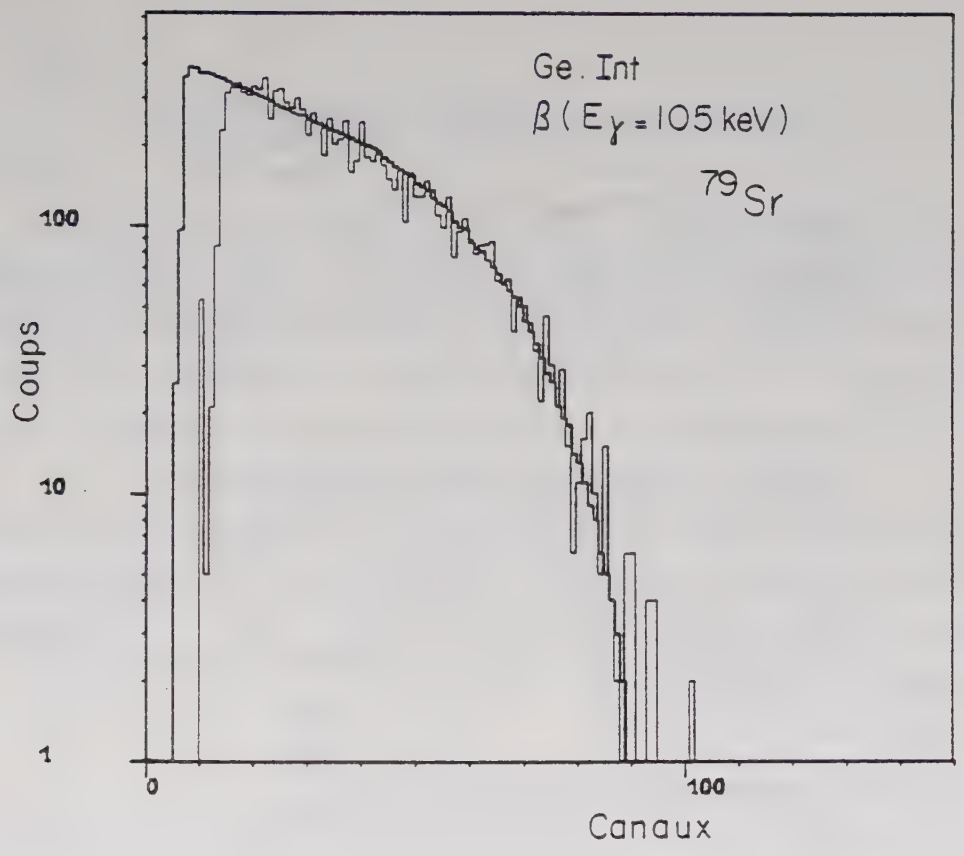


Figure 24 : Lissage calculé par le programme QBETA du spectre E_β mesuré sur le détecteur Cermanium Intrinsèque en coïncidence avec la raie gamma de 105 keV du ^{79}Rb.

Le tableau 7 présente ces résultats en les comparant aux valeurs déjà publiées pour cet isotope.

L'excellente cohérence entre les mesures effectuées sur les deux types de détecteurs prouve que l'utilisation d'un gros GeInt est parfaitement adaptée à la mesure des énergies β.

La valeur de Q_{EC} considérée pour le calcul du défaut de masse est une valeur moyenne, pondérée par les barres d'erreur des différentes mesures.

$$\text{Soit} \qquad Q_{EC} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \frac{Q_{EC}^{i}}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_i^2}} \pm \left[\sqrt{\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_i^2}} \right]^{-1}$$

Ce qui donne pour cet isotope $\overline{Q}_{EC} = 5.042 \pm 0.076$ MeV

ENERGIES β MESUREES SUR LE DETECTEUR GERMANIUM INTRINSEQUE

Energie γ en coïncidence	Zone de lissage	Facteur d'étirement	χ^2 normalisé	Q_β (MeV)	Q_{EC} (MeV)
219 keV	20 → 86	1.26 ± 0.04	1.975	3.493 ± 0.135	4.879 ± 0.135
105 keV	50 → 88	1.43 ± 0.03	0.612	3.956 ± 0.115	5.123 ± 0.115

ENERGIES β MESUREES SUR LE DETECTEUR PLASTIQUE SCINTILLANT

Energie γ en coïncidence	Zone de lissage	Facteur d'étirement	χ^2 normalisé	Q_β (MeV)	Q_{EC} (MeV)
39.5 keV	20 → 100	1.51 ± 0.03	1.441	4.050 ± 0.156	5.111 ± 0.156

COMPARAISON AVEC DES VALEURS DEJA PUBLIEES

$\overline{Q_{EC}}$ (Ge Int)	$\overline{Q_{EC}}$ (Plastique)	Q_{EC} ref. (7)	Q_{EC} ref. (2)*
5.020 ± 0.087	5.111 ± 0.156	5.259 ± 0.078	5.107 ± 0.195

* Analyse refaite à l'aide du programme QBETA.

Tableau 7

Le défaut de masse est ensuite calculé à partir de cette valeur moyenne de Q_{EC} et du défaut de masse de l'isotope fils pris dans la compilation de Wapstra (20)

$$\Delta M(\text{père}) = \Delta M(\text{fils}) + Q_{EC}$$

L'incertitude sur ce défaut de masse étant la somme quadratique des différentes incertitudes.

Pour le ^{79}Sr on obtient :

$$\Delta M = -65.866 \pm 0.082 \text{ MeV}$$

II. ^{80}Y

Cet isotope n'avait jamais été étudié à Orsay, mais P. Haustein et al. (7) nous avaient communiqué des résultats qui semblaient indiquer une diminution importante du Q_{EC} de cet isotope par rapport à la systématique des autres Yttrium. Il nous a donc paru important d'étudier ses caractéristique de désintégration.

Sa période a été déterminée d'une part, sur les spectres d'énergie gamma par l'analyse de la décroissance de la raie de 386 keV correspondant à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ du ^{80}Sr étudié par Nolte (23) et d'autre part, sur le pic de masse 80 du spectre de temps de vol (voir figure 25). Elle est de 38 ± 1 s. L'analyse des spectres gamma directs et de coïncidence est résumée sur le tableau 8 . Les raies de 1277 keV et 1394 keV annoncées par Haustein n'ont pas été observées, ce qui implique que leur intensité relative par rapport à la raie de 386 keV est inférieure à 5 %, valeur correspondant à peu près à notre seuil de détection dans cette zone d'énergie.

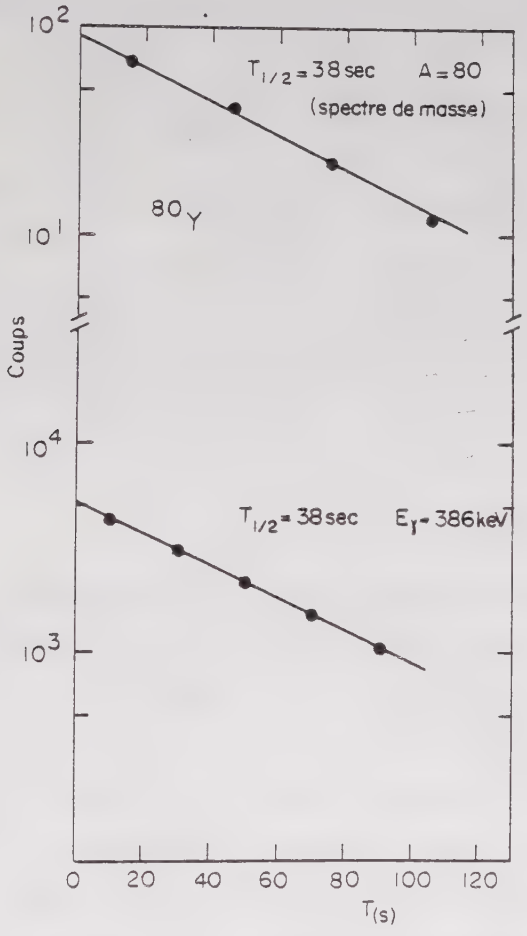


Figure 25 : Période radioactive du ^{80}Y.

Les raies de 690 et 783 keV sont difficiles à observer sur les spectres directs et en coïncidence β-γ , car elles sont respectivement confondues avec les raies de 688 keV du ^{79}Rb et 783 keV du ^{50m}Mn.

Niveau du ^{80}Sr	Energie γ (keV)	Intensité relative (%)	Intensité absolue (%)	BR	J_i	J_f	τ	Coïncidences
385.85 ± 0.04	385.85 ± 0.04	100	100	100	2^+	0^+	44ps**	595, 756, 1185 keV
980.86 ± 0.10	595.01 ± 0.10	39 ± 2	39	100	4^+	2^+		386 keV
1142.41 ± 0.10	756.56 ± 0.10	13 ± 3	13	100		2^+		
1571.10 ± 0.10	1185.25 ± 0.10	20 ± 6	20	100		2^+		386 keV
1763.86 ± 0.22	783.10 ± 0.20	∿8 *	8	100	6^+	4^+		386 keV ?
1832.98 ± 0.15	852.12 ± 0.10	11 ± 2	11	100		4^+		

* Pourcentage déduit d'une coïncidence γ-γ avec fenêtre sur le 386 keV

** Référence (23)

Tableau 8

Les intensités relatives des raies les plus intenses sont comparées aux valeurs de P. Haustein dans le tableau 9.

Energie γ (keV)	Intensité relative % Présent travail	Intensité relative % référence (7)
386	100	100
595	39	43
756	13	11
1185	20	15
783	∿ 8	6
852	11	9

L'intensité absolue de la raie de 386 keV calculée d'après la méthode du paragraphe II.1 est de 94±20 %.

Tableau 9

Nous avons donc considéré que l'alimentation du niveau fondamental du ^{80}Sr était nulle, ce qui nous a amené à construire le schéma de désintégration présenté sur la figure 26.

Le pourcentage d'alimentation β^+ du niveau à 386 keV (28 %) est une valeur maximum qui est largement supérieure à la valeur attendue. En effet, cette transition β^+ devrait être du même ordre d'interdiction que celle qui alimente le niveau à 1763 keV.

Le Q_{EC} de cette désintégration a été mesuré à l'aide du détecteur Germanium Intrinsèque sur les spectres E_β en coïncidence avec les raies de 386 et 595 keV. Ces résultats sont présentés sur le tableau 10.

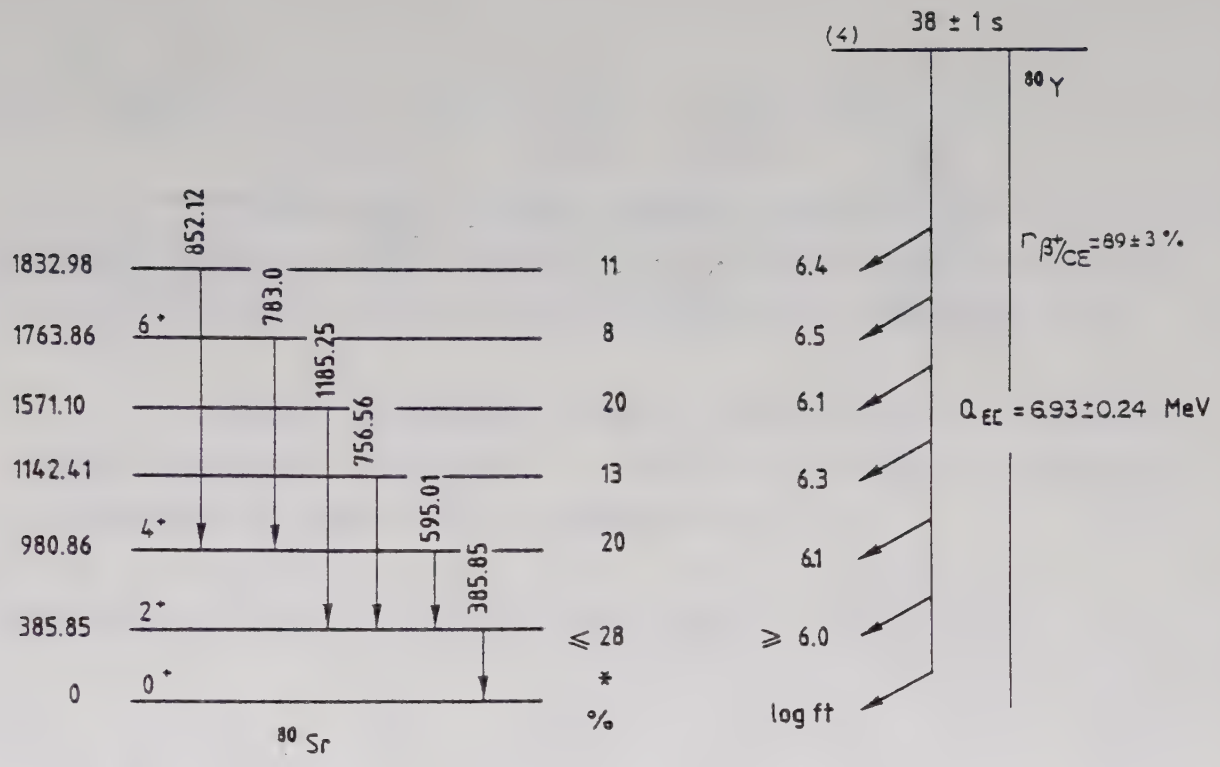


Figure 26 : *Schéma de désintégration de l'^{80}Y.*

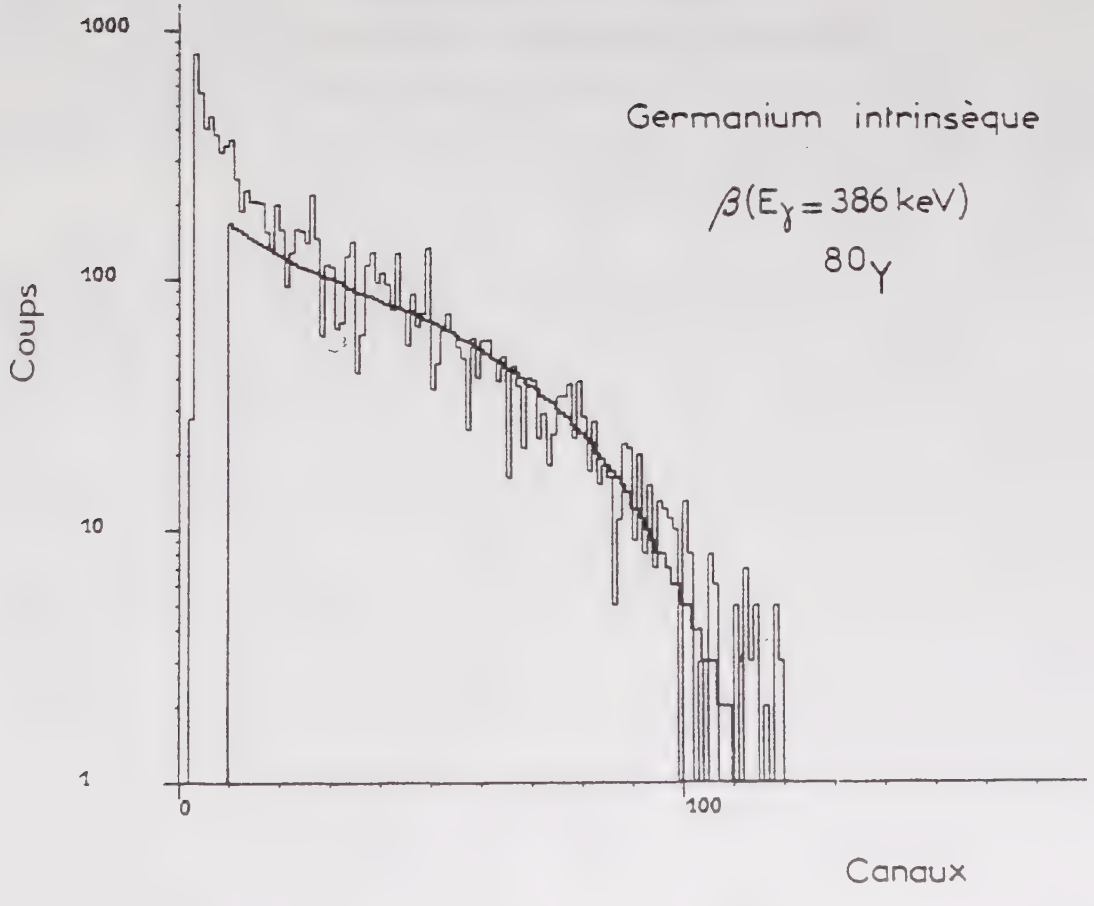


Figure 27 : *Lissage calculé par le programme QBETA du spectre E_β mesuré sur le détecteur Germanium Intrinsèque en coïncidence avec la raie gamma de 386 keV du ^{80}Sr.*

Energie γ en coïncidence	Zone de lissage	Facteur d'étirement	χ^2 normalisé	Q_β (MeV)	Q_{EC} (MeV)
386 keV	30 → 100	2.08 ± 0.10	1.585	5.505 ± 0.260	6.913 ± 0.260
595 keV	25 → 100	1.91 ± 0.28	2.160	5.076 ± 0.673	7.079 ± 0.673

Tableau 10

Un facteur d'étirement de l'ordre de 2 associé à la faible statistique du spectre analysé expliquent l'importance des barres d'erreur pour le spectre E_β en coïncidence avec la raie de 595 keV.

La figure 27 présente le lissage du spectre E_β compté sur le détecteur Germanium Intrinsèque en coïncidence avec la raie de 386 keV.

La moyenne de ces deux valeurs qui est de 6.934 ± 0.242 MeV est en excellent accord avec la valeur annoncée par P. Haustein (7) de 6.952 ± 0.152 et confirme le comportement particulier de l'^{80}Y dont le Q_{EC} est de 2 MeV inférieur à la valeur que laisse prévoir la systématique des autres Yttrium.

Le défaut de masse calculé à partir de cette valeur, et de la masse du ^{80}Sr mesurée par P. Alford et al. (27) et incluse dans la compilation de Wapstra est $\Delta M = -63.256 \pm 0.243$ MeV.

III. ^{81}Y

L'excellente efficacité géométrique de détection apportée par le dérouleur de bande a permis de mesurer le Q_β de cet isotope déjà étudié à Orsay (2) par l'analyse de spectres de coïncidence E_β-E_γ.

L'étude des spectres d'énergie gamma, directs et de coïncidence résumée sur le tableau 11 a permis de confirmer son schéma de désintégration présenté sur la figure 28.

Niveaux du ^{81}Sr	Energie (keV)	Intensité relative (%)	Intensité absolue (%)	BR	Ji	Jf	Multipolarité	c_α	τ	Coïncidences
79.17 ± 0.04	79.17 ± 0.04	82 ± 1	0.91 ± 0.25	100	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	E2	2.3 ± 0.6	470 ± 80 ns	124 keV 408 keV
203.34 ± 0.05	124.17 ± 0.04	100	1.1 ± 0.1	100					< 5 ns	X_K du Sr, 79 keV 408 keV
611.52 ± 0.08	408.18 ± 0.06	35 ± 6	0.4 ± 0.1	100						X_K du Sr, 79 keV 124 keV

Tableau 11

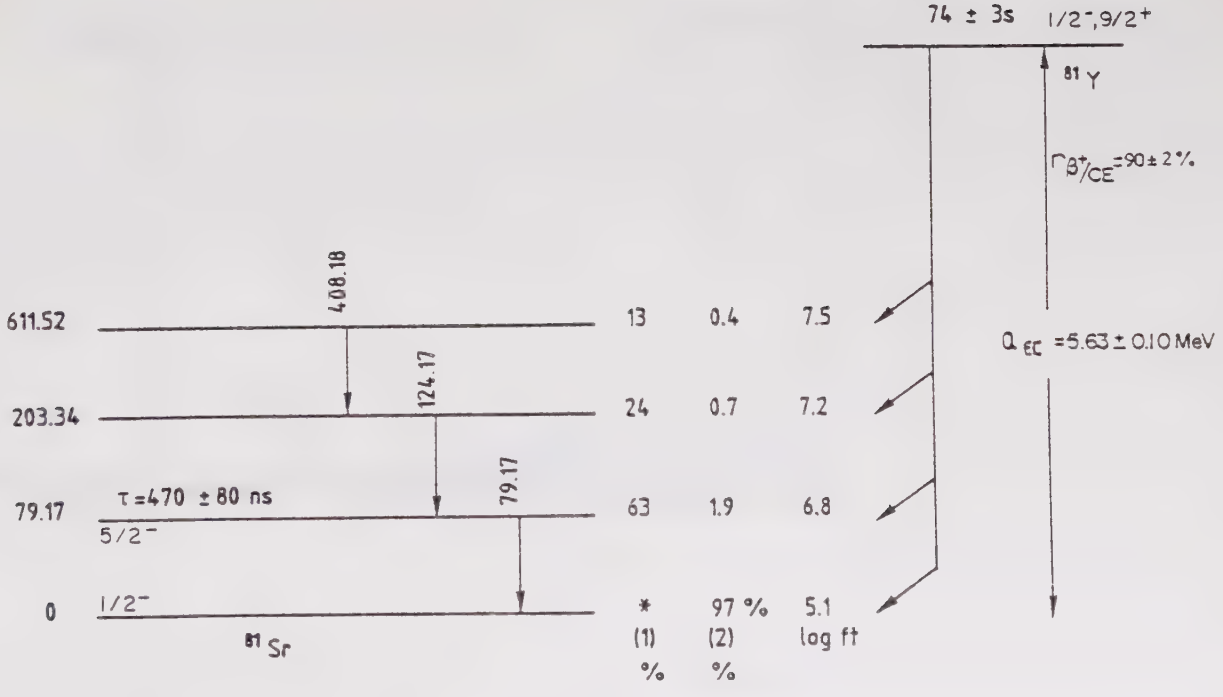


Figure 28 : Schéma de désintégration de l'^{81}Y.

Le tableau 12 compare les intensités relatives des raies de 79, 124 et 408 keV aux valeurs de P. Haustein (7) et de S. Della Negra (2).

Energie γ (keV)	Intensité relative(%) présent travail	Intensité relative(%) référence (7)	Intensité relative(%) référence (2)
79	82 ± 1	63	84 ± 6
124	100	100	100
408	35 ± 6	39	~ 6

Tableau 12

La figure 29 montre un spectre d'énergie gamma en coïncidence avec la raie de 124 keV.

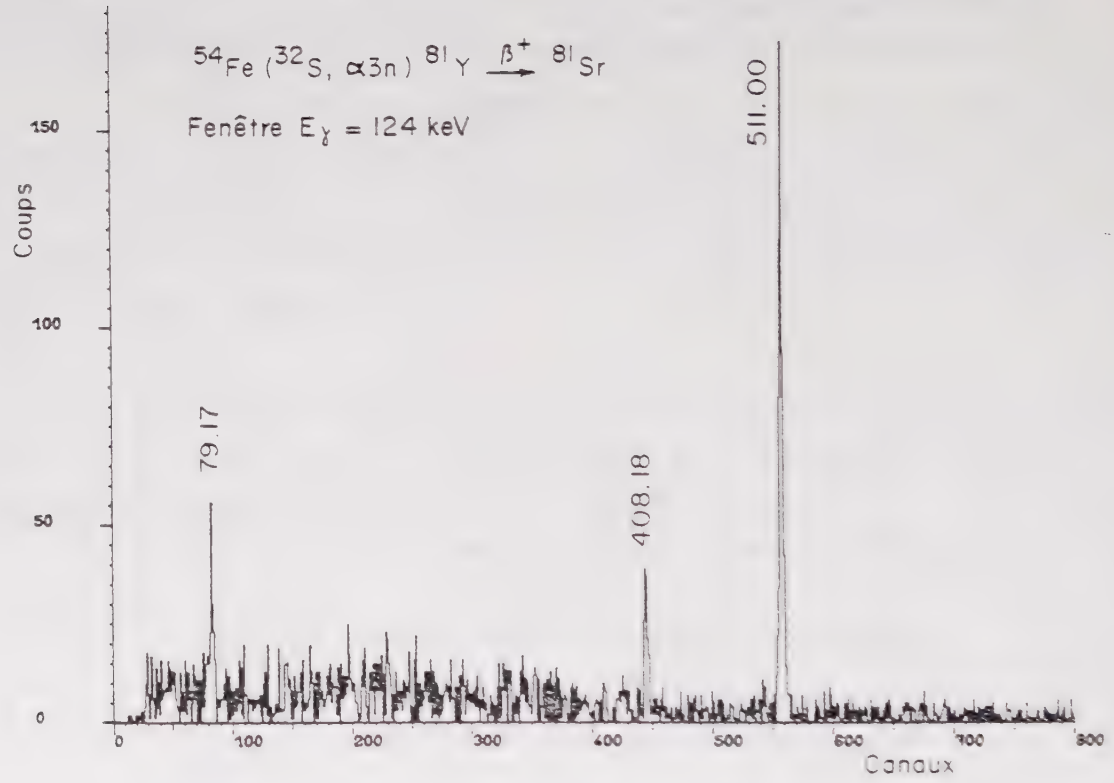


Figure 29 : Spectre E_γ compté sur le détecteur Germanium Intrinsèque en coïncidence avec la raie de 124 keV du ^{81}Sr.

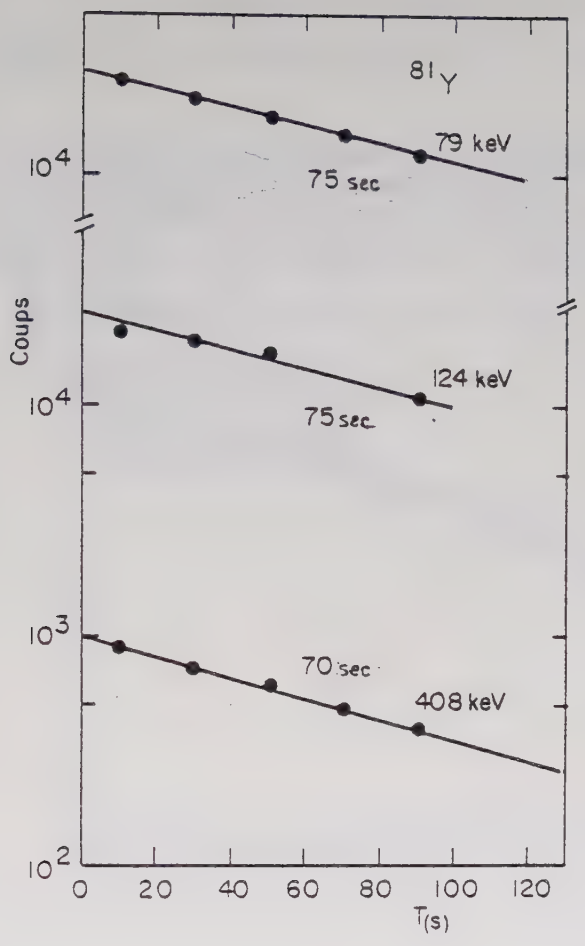


Figure 30 : Période radioactive de ^{81}Y.

La période de cet isotope mesurée sur la décroissance des raies de 79, 124 et 408 keV (voir figure 30), est de 74 ± 3 s.

La mesure de la durée de vie du niveau de 79 keV de 470 ± 80 ns et le calcul de son coefficient de conversion effectué à partir d'un spectre E_X en coïncidence avec la raie de 124 keV $c_o = 2.3 \pm 0.6$ permet d'assurer que cette transition est de type E_2, Hager et Seltzer donnant pour ce type de transition un coefficient de conversion de 2.17 (22).

Cette multiplicité, associée aux log ft d'une part et à l'étude des noyaux impairs de Sr et Y voisins d'autre part, permet de proposer pour l'état fondamental de l'^{81}Y un spin $1/2^-$ et pour le 1er état excité du ^{81}Sr un spin $5/2^-$, le niveau fondamental du ^{81}Sr étant $1/2^-$ (25).

Le Q_{EC} de cette désintégration a été mesuré sur le détecteur Germanium Intrinsèque et sur le détecteur plastique en coïncidence avec la raie de 124 keV. Ces mesures sont présentées sur le tableau 13.

Type de détecteur	Zone de lissage	facteur d'étirement	χ^2 normalisé	Q_β (MeV)	Q_{EC} (MeV)
Ge Int	14 → 110	1.66 ± 0.04	1.656	4.479 ± 0.123	5.704 ± 0.128
Plastique	20 → 80	1.62 ± 0.05	1.073	4.320 ± 0.146	5.545 ± 0.146

Tableau 13

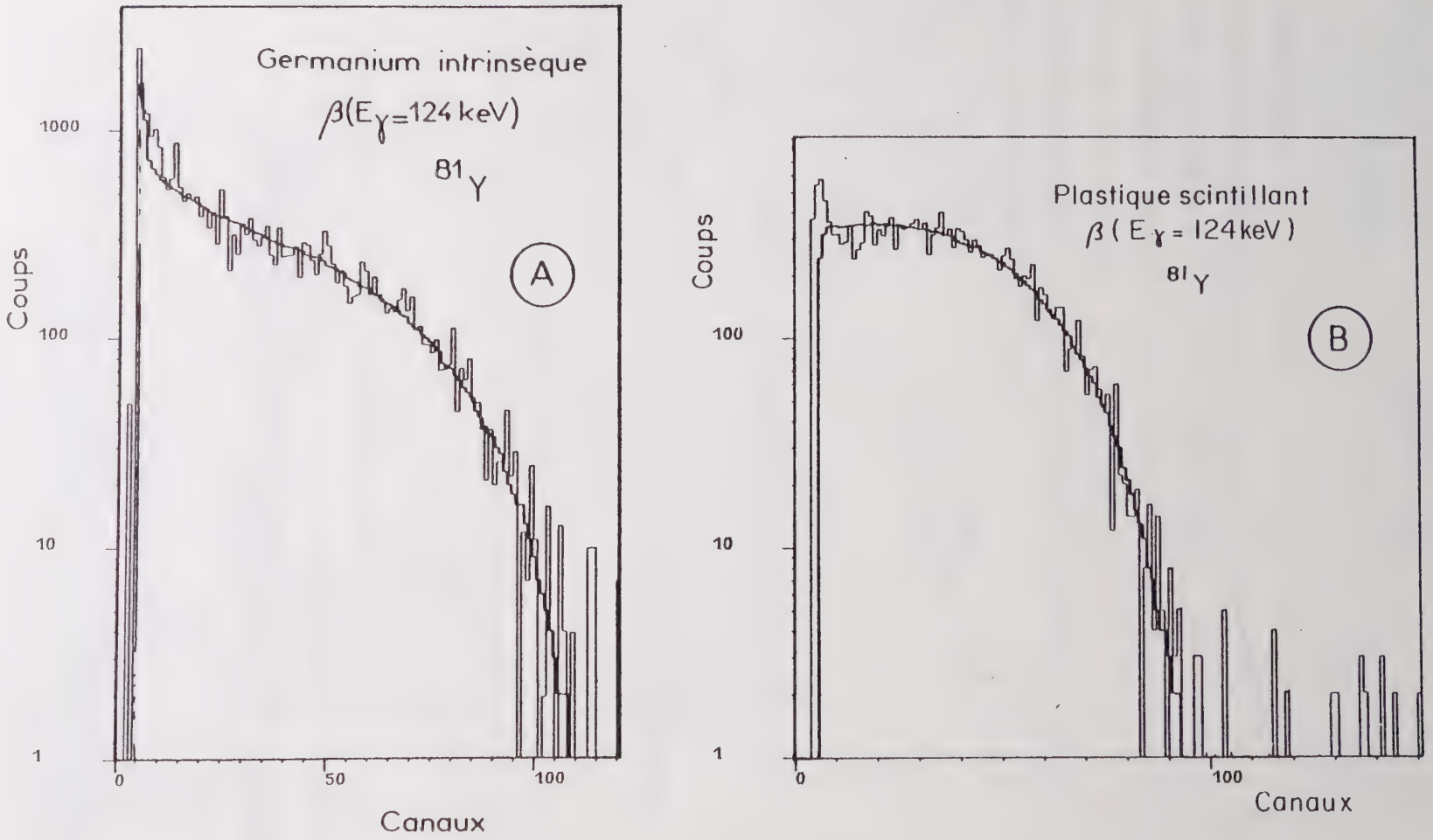


Figure 31 : *Lissage obtenu par le programme QBETA du spectre E_β en coïncidence avec la raie de 124 keV du ^{81}Sr.*
A) Spectre E_β compté sur le Germanium Intrinsèque
B) Spectre E_β compté sur le plastique scintillant.

La figure 31 montre le lissage de ce spectre E_β en coïncidence avec la raie de 124 keV, pour les deux types de détecteurs.

Présent travail	Référence (7)	Référence (2) *
5.634 ± 0.097	5.408 ± 0.086	5.542 ± 0.227

*analyse refaite à l'aide du programme QBETA.

Tableau 14

La moyenne de ces deux valeurs est comparée aux résultats déjà donnés pour cet isotope dans le tableau 14, et donne comme défaut de masse une valeur

$\Delta M = -65.820 \pm 0.104$ MeV.

IV. ^{82}Y

Le schéma de désintégration de cet isotope a pu être complété grâce à la bonne efficacité de notre système qui nous a permis d'observer les raies de 737, 601 et 1175 keV du ^{82}Sr dont les niveaux avaient été déterminés par une étude spectroscopique en ligne (23) (26).

Energie γ (keV)	Intensité relative(%) présent travail	Intensité relative(%) référence (7)
574	100	100
602	13	41
1175	∿ 2	4
737	9	9

Tableau 15

Les intensités relatives de ces différentes raies par rapport à la raie de 574 keV sont comparées à celles données par P. Haustein dans le tableau 15.

Les énergies précises et les intensités absolues sont regroupées dans le tableau 16.

Niveaux du ^{82}Sr	Energie γ (keV)	Intensité relative (%)	Intensité absolue (%)	BR	Ji	Jf	τ
573.6 ± 0.1	573.6 ± 0.1	100	25 ± 6	100	2^+	0^+	<5ns
1175.3 ± 0.2	601.7 ± 0.1	13 ± 1	3.2 ± 0.8	86			<5ns
	1175.3 ± 0.2	∿ 2	0.52± 0.1	14		0^+	
1311.1 ± 0.1	737.5 ± 0.1	9 ± 1	2.2 ± 0.5	100		2^+	<5ns

Tableau 16

Les pourcentages d'alimentation des niveaux du ^{82}Sr déterminés à partir de ces intensités absolues sont indiqués sur le schéma de la figure 32.

L'énergie de cette désintégration a été mesurée en coïncidence avec la raie de 574 keV sur le détecteur Germanium Intrinsèque et le lissage de ce spectre à partir d'un spectre en coïncidence avec la raie du ^{42m}Sc est présenté sur la figure 33.

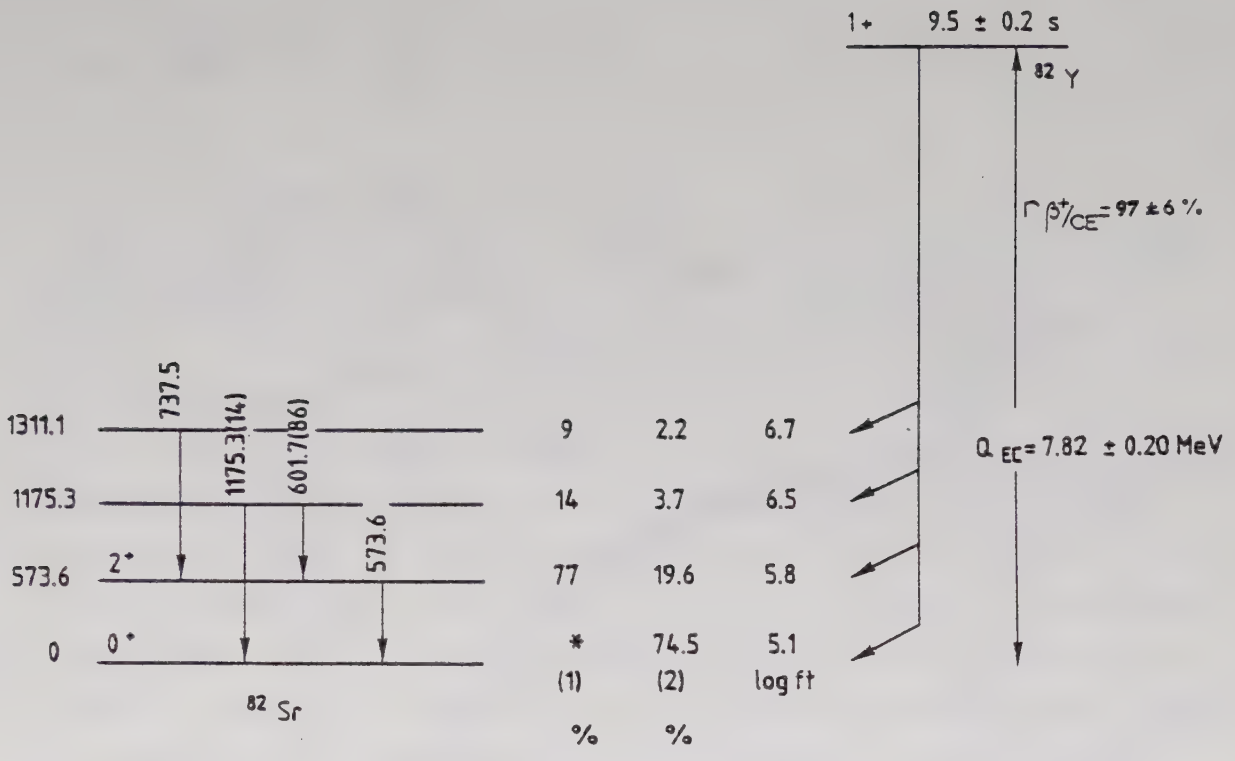


Figure 32 : Schéma de désintégration de l'^{82}Y.

Les résultats de cette analyse sont les suivants (tableau 17) :

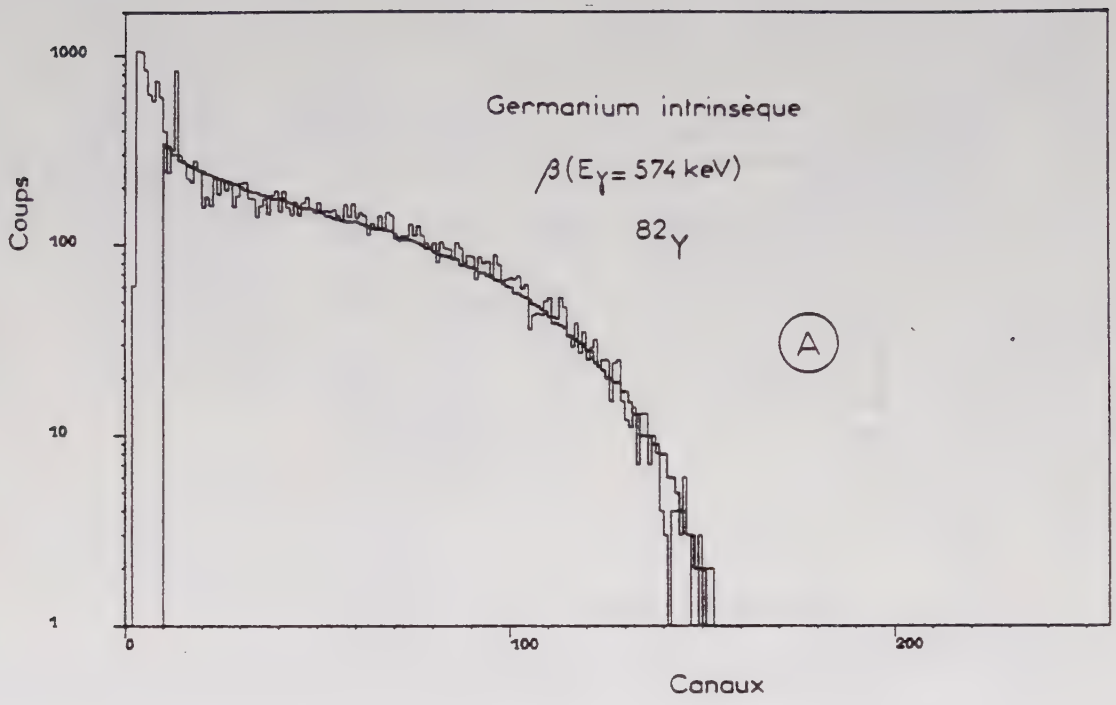
Zone de lissage	Coefficient d'étirement	χ^2 normalisé	Q_β (MeV)	Q_{EC} (MeV)
20 → 120	2.30 ± 0.10	0.912	6.224 ± 0.280	7.840 ± 0.280
20 → 150	2.38 ± 0.07	0.935	6.214 ± 0.199	7.810 ± 0.199

Cette valeur de Q_{EC} donne un défaut de masse pour l'^{82}Y de -68.177 ± 0.162 MeV et est en excellent accord avec les valeurs déjà trouvées comme le montre le tableau 18.

Présent travail	Référence (7)	Référence (2)
7.820 ± 0.162	7.868 ± 0.185	7.756 ± 0.190*

*Résultat déduit d'une coïncidence E_β-Masse analysé par le programme QBETA.

Tableau 18



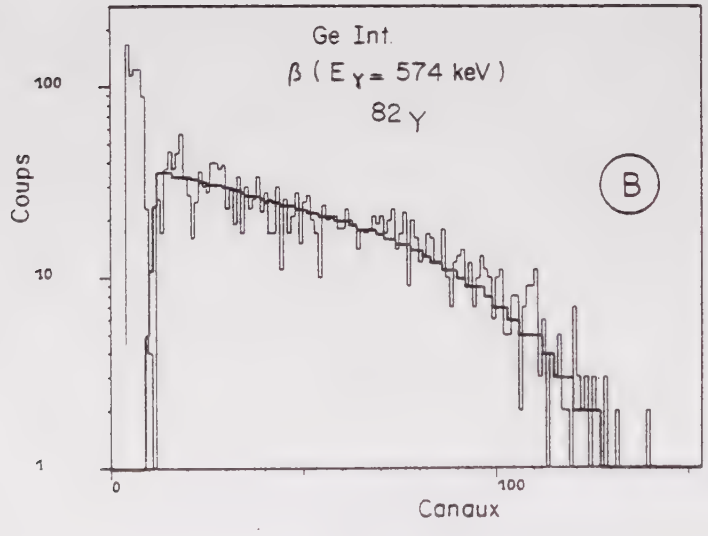


Figure 33 : *Lissage obtenu par le programme QBETA du spectre E_β mesuré sur le détecteur Germanium Intrinsèque en coincidence avec la raie de 574 keV du ^{82}Sr dans le cas d'une faible activité (B) et d'une activité assez importante (A). Le Q_β donné par le lissage (A) est de 6.214 ± 0.199 MeV, celui donné par le lissage (B) est de 6.224 ± 0.280 MeV.*

V. ^{83g}Y ET ^{83m}Y

Il était important pour nous de mesurer l'énergie de désintégration de ces deux isomères afin de connaître leur position relative en énergie et d'en déduire la zone de déformation où se situe ce noyau (2). Au cours de précédentes expériences (1) (2) (6), le Q_β de de l'isomère ^{83g}Y de 7,2 mn a été mesuré à l'aide d'une coincidence E_β-E_γ avec la raie de 35.5 keV du ^{83}Sr dont le schéma de niveaux a été étudié par Simpson et al. (27). Cette transition bien étudiée nous a donc servi à tester l'utilisation du détecteur GeInt à la mesure des énergies de positons. Par contre, le Q_{EC} de l'isomère de 2,9 mn avait été estimé à partir d'une coïncidence E_β-Masse et était incertaine du fait de la difficulté qui existe à extraire une composante d'un spectre E_β complexe quand les pourcentages des différents isobares présents dans ce spectre sont mal connus.

La bonne efficacité du "dérouleur de bande" nous a permis de reprendre ces mesures à l'aide de spectres E_β-E_γ en coïncidence avec la raie de 422 keV du ^{83}Sr caractéristique de la désintégration de l'^{83m}Y (27). Le tableau 19 rassemble ces résultats.

DETECTEUR GERMANIUM INTRINSEQUE

	Energie γ en coïncidence	Zone de lissage	Facteur d'étirement	χ^2 normalisé	Q_β (MeV)	Q_{EC} (MeV)
^{83g}Y	35.5 keV	14 → 70	1.16 ± 0.09	0.804	3.253 ± 0.244	4.311 ± 0.244
	35.5 keV	20 → 100	1.20 ± 0.02	1.672	3.381 ± 0.069	4.438 ± 0.069
^{83m}Y	422 keV	25 → 85	1.02 ± 0.03	1.599	2.962 ± 0.100	4.665 ± 0.100
	422 keV	13 → 70	1.01 ± 0.11	1.532	2.845 ± 0.294	4.548 ± 0.294

DETECTEUR PLASTIQUE SCINTILLANT

	Energie γ en coïncidence	Zone de lissage	Facteur d'étirement	χ^2 normalisé	Q_β (MeV)	Q_{EC} (MeV)
^{83g}Y	35.5 keV	14 → 70	1.22 ± 0.01	0.972	3.332 ± 0.125	4.389 ± 0.125
^{83m}Y	422 keV	13 → 70	1.05 ± 0.06	0.889	2.908 ± 0.184	4.611 ± 0.184

Tableau 19

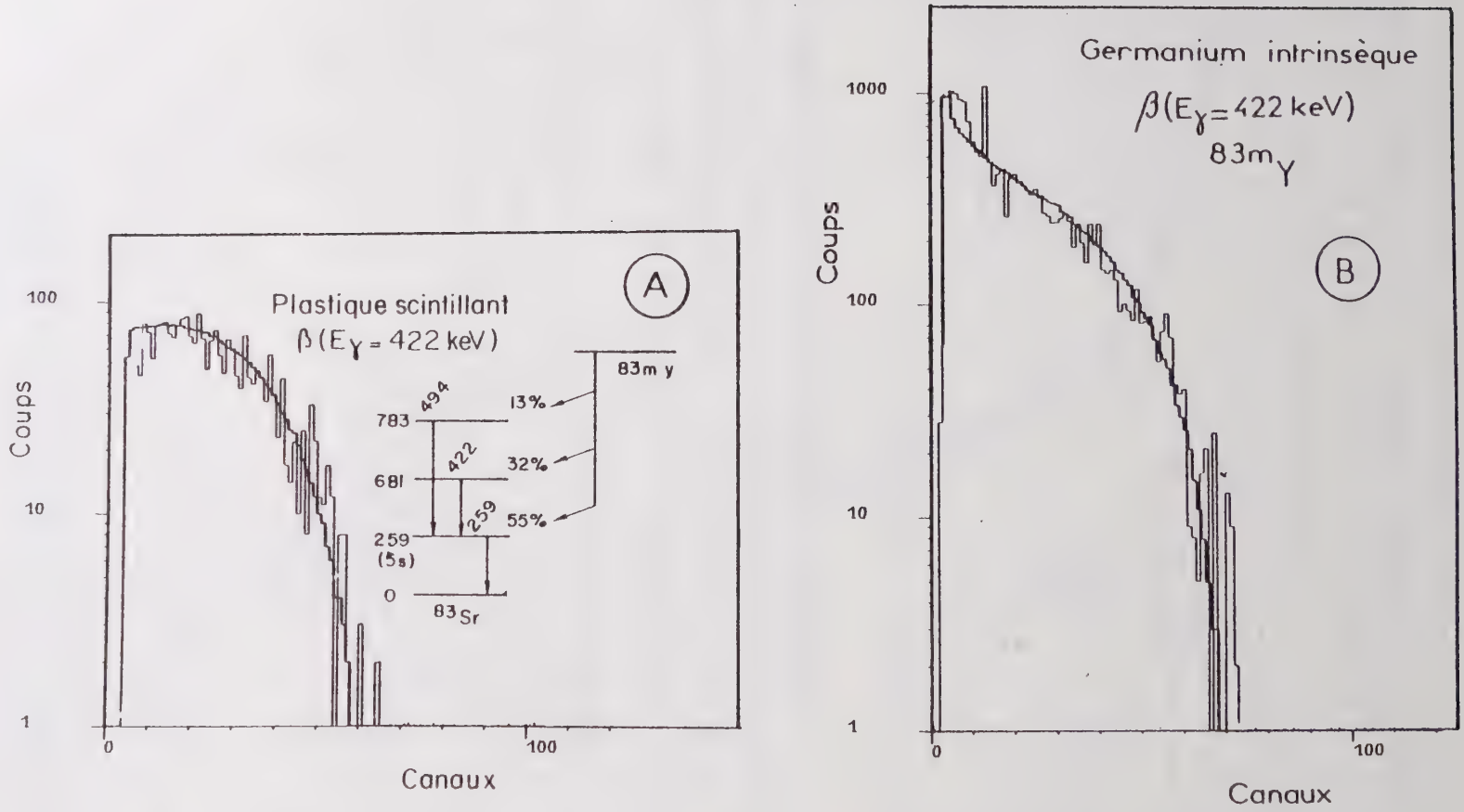


Figure 34 : *Lissage calculé par le programme QBETA du spectre Eβ en coïncidence avec la raie de 422 keV du ^{83}Sr.*
(A) Spectre Eβ compté sur le détecteur plastique.
(B) Spectre E_β compté sur le détecteur Germanium Intrinsèque

Le lissage du spectre E_β en coïncidence avec cette transition de 422 keV est présenté sur la figure 34 pour les deux types de détecteur d'énergie béta.

Les Q_{EC} déduits de ces mesures sont comparés aux résultats déjà publiés dans le tableau 20.

	Présent travail		Référence (7)	Référence (2)
	Ge Int	Plastique		
^{83g}Y	4.428 ± 0.066	4.389 ± 0.125		4.385 ± 0.098 *
^{83m}Y	4.453 ± 0.095	4.611 ± 0.184	4.571 ± 0.085	

* analyse refaite à l'aide du programme QBETA.

Tableau 20

La moyenne de nos valeurs, pondérées par leurs incertitudes permet de situer les deux isomères par rapport au niveau fondamental du ^{83}Sr comme le montre la figure 35, ce qui confirme pour l'^{83}Y une déformation de type oblate de coefficient $\beta \cong -0.1$ (2).

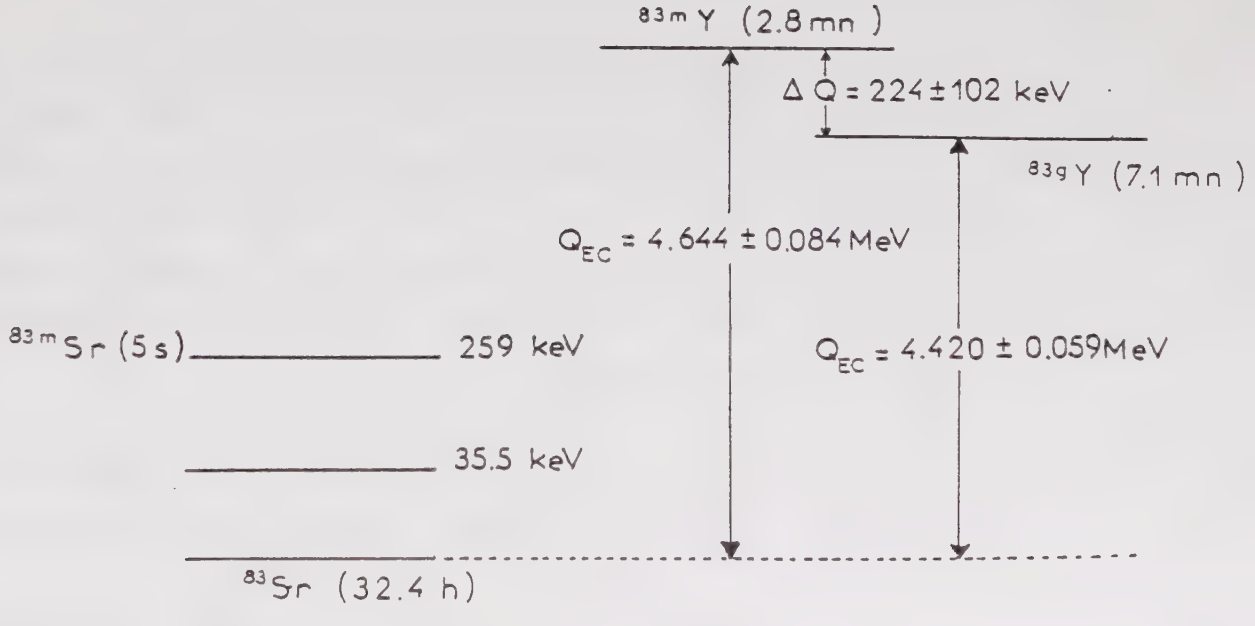


Figure 35 : Disposition en énergie des deux isomères de l'^{83}Y.

Le défaut de masse ainsi obtenu pour l'^{83g}Y est

$\Delta M = -72.343 \pm 0.063$ MeV.

VI. ^{83g}Zr

L'étude de la désintégration du ^{83g}Zr a été poursuivie à l'aide du détecteur Germanium Intrinsèque. De nouvelles valeurs pour les intensités relatives des raies gamma de désexcitation du ^{83}Y ont été établies (tableau 21). Au cours de cette étude, une nouvelle raie de 1132.8 keV a pu être attribuée à la désintégration de cet isotope identifié par S. Della Negra et al. (1) (2).

Le coefficient de conversion de la raie de 55.5 keV mesuré sur un spectre E_X en coïncidence avec la raie de 304 keV est de 1.1 ± 0.2. Celui de la raie de 105 keV est de 0.89 ± 0.62. Ce résultat est une moyenne entre les deux valeurs de $c_{o105\ keV}$ données respectivement par la coïncidence E_X-255 keV et E_X-475 keV.

La comparaison de ces valeurs avec les tables de Hager et Seltzer (22) permet de proposer pour ces raies les multipolarités suivantes :

55.5 keV transition M1
105 keV transition E2

Le coefficient de conversion de la raie de 255 keV mesuré sur le spectre de coïncidence E_X-105 keV est de 0.08 ± 0.05 . Celui de la raie de 304 keV déterminé d'après une coïncidence E_X-55.5 keV est de 0.36 ± 0.15. Pour établir les alimentations respectives des différents niveaux du ^{83}Y, présentées sur le schéma de la figure 36, la conversion de la raie de 360 keV a été supposée équivalente à celle de la raie de 304 keV.

Le Q_{EC} du ^{83g}Zr a pu être mesuré en coïncidence avec un grand nombre de raies. Le tableau 22 regroupe ces différentes analyses.

La figure 37 montre le lissage du spectre E_β compté sur le détecteur plastique en coïncidence avec la raie de 55 keV.

La valeur moyenne du Q_{EC} ainsi obtenue par rapport à l'isomère ^{83m}Y est de 5.806 ± 0.085 MeV, ce qui donne un défaut de masse de -66.313 ± 0.121 MeV.

Niveaux du ^{83}Y	Energie γ (keV)	Intensité relative (%)	Intensité absolue (%)	BR	Ji	Jf	Multipolarité	τ	c_o	Coïncidences
55.55 ± 0.04	55.55 ± 0.04	100	15.3 ± 4.5	100	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	M1	≤5ns	1.1 ± 0.2	$X_{K_{\alpha,\beta}}$ Y,304.21 keV, 1132,8 keV
105.01 ± 0.04	105.01 ± 0.04	76 ± 3	11.6 ± 3.5	100	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	E2	<5ns	0.9 ± 0.6	$X_{K_{\alpha,\beta}}$ Y,254.76 keV, 474.38 keV
359.77 ± 0.05	254.76 ± 0.04	63 ± 3	9.6 ± 2.9	36 ± 3				<5ns	0.08± 0.05	$X_{K_{\alpha,\beta}}$ Y,105.01 keV
	304.21 ± 0.04	54 ± 3	8.3 ± 2.5	39 ± 3				<5ns	0.36± 0.15	$X_{K_{\alpha,\beta}}$ Y,55.55 keV
	359.80 ± 0.05	36 ± 2	5.5 ± 1.7	26 ± 2				<5ns		
379.39 ± 0.06	474.38 ± 0.06	68 ± 5	10.4 ± 3.1	100				<5ns		$X_{K_{\alpha,\beta}}$ Y,105.01 keV
1188.3 ± 0.3	1132.8 ± 0.3	∿ 1	≤ 1	100						$X_{K_{\alpha,\beta}}$ Y,55.55 keV

Tableau 21

ENERGIES β MESUREES SUR LE DETECTEUR GERMANIUM INTRINSEQUE

Energie γ en coïncidence	Zone de lissage	Facteur d'étirement	χ^2 normalisé	Q_β (MeV)	Q_{EC} (MeV)
55 keV	30 → 110	1.77 ± 0.10	0.688	4.848 ± 0.274	5.925 ± 0.274
475 keV	22 → 80	1.59 ± 0.26	1.252	4.377 ± 0.687	5.978 ± 0.687

ENERGIES β MESUREES SUR LE DETECTEUR PLASTIQUE SCINTILLANT

Energie γ en coïncidence	Zone de lissage	Facteur d'étirement	χ^2 normalisé	Q_β (MeV)	Q_{EC} (MeV)
55 keV	10 → 100	1.78 ± 0.02	0.771	4.721 ± 0.163	5.798 ± 0.163
255 keV	30 → 90	1.67 ± 0.04	1.740	4.440 ± 0.178	5.822 ± 0.178
304 keV	30 → 90	1.66 ± 0.04	1.717	4.410 ± 0.177	5.792 ± 0.177
360 keV	30 → 90	1.63 ± 0.07	2.135	4.352 ± 0.207	5.734 ± 0.207

Tableau 22

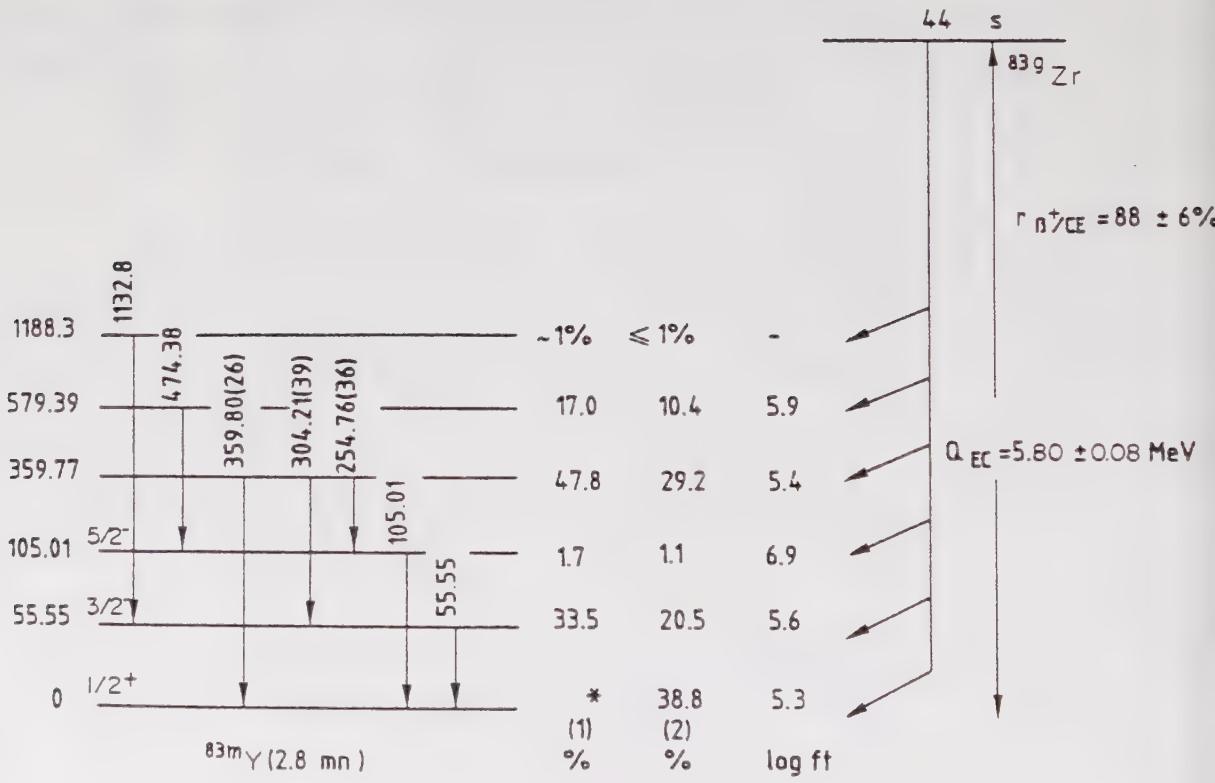
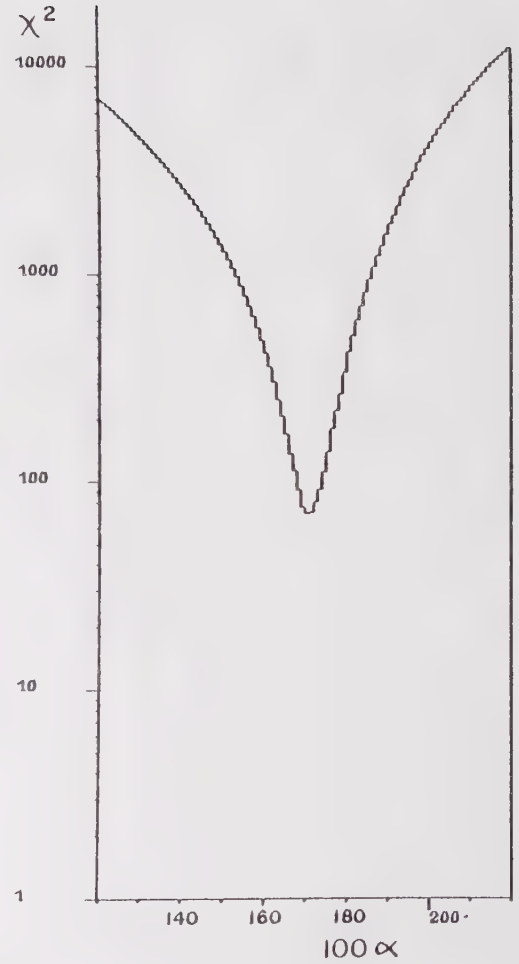


Figure 36 : Schéma de désintégration du ^{83g}Zr.



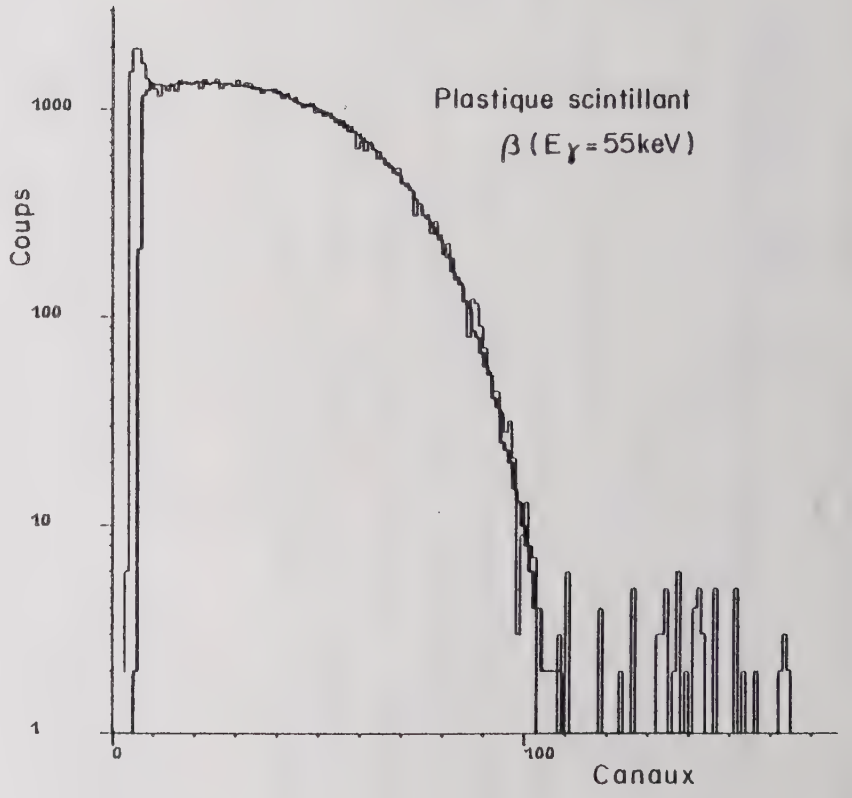


Figure 37 : *Lissage et courbe $\chi^2 = f(\alpha)$ correspondant à l'analyse par le programme QBETA du spectre Eβ en coïncidence avec la raie gamma de 55.5 keV de l'^{83}Y de 2.9 mn.*

Le défaut de masse du ^{83}Zr a été calculé en "remontant deux générations" : en effet, la masse de référence utilisée est celle du ^{83}Sr, ce qui entraine une augmentation de l'incertitude sur cette valeur de défaut de masse qui est donnée par :

$$\sigma_{\Delta M(^{83}Zr)} = \sqrt{\Delta Q^2_{EC}(^{83m}Y) + \Delta Q^2_{EC}(^{83}Zr) + \sigma^2_{\Delta M}(^{83}Sr)}$$

VII. DISCUSSION

Ces expériences ont permis d'obtenir les schémas de désintégration de nouveaux isotopes produits et identifiés à Orsay (1) (2) (6) (^{79}Sr, ^{81}Y, ^{82}Y, ^{83}Y, ^{83}Zr), et en particulier la détermination précise des énergies de désintégration β^+ de la série des isotopes d'Yttrium de A = 80 à A = 84 a permis de confirmer la stabilisation particulière de l'^{80}Y comme le montre la figure 38 qui présente les valeurs de Q_{EC} pour cette série de noyaux. L'évolution des deux états isomériques $\frac{1}{2}$ - et $\frac{9}{2}$ + des noyaux pairs en neutrons d'Yttrium également tracée sur cette figure 38 permet d'affirmer suivant l'analyse des diagrammes de Nilsson que cette zone de noyaux correspond à une importante déformation de type oblate.

En dehors des résultats présentés dans ce mémoire, le programme d'analyse QBETA, qui vient d'être décrit, a été utilisé pour retraiter tous les résultats précédemment obtenus dans cette région (1) (2) (3). Les mêmes spectres E_β de référence ont été employés pour ces analyses afin de conduire à des résultats comparables dont nous avons pu effectuer la moyenne d'après la formule de la page 55. Nous avons ainsi pu obtenir une meilleure détermination du défaut de masse de tous ces noyaux déficients en neutrons, ce qui nous a permis de calculer des valeurs expérimentales d'énergie de séparation de nucléons (S_{2n} et Bp) pour un certain nombre de ces noyaux. Ces résultats sont rassemblés dans le tableau 23.

L'analyse de ces données a montré que le ^{81}Zr et le ^{83}Zr pouvaient être des précurseurs de protons différés, c'est-à-dire se désintégrer selon le schéma de la figure 39.

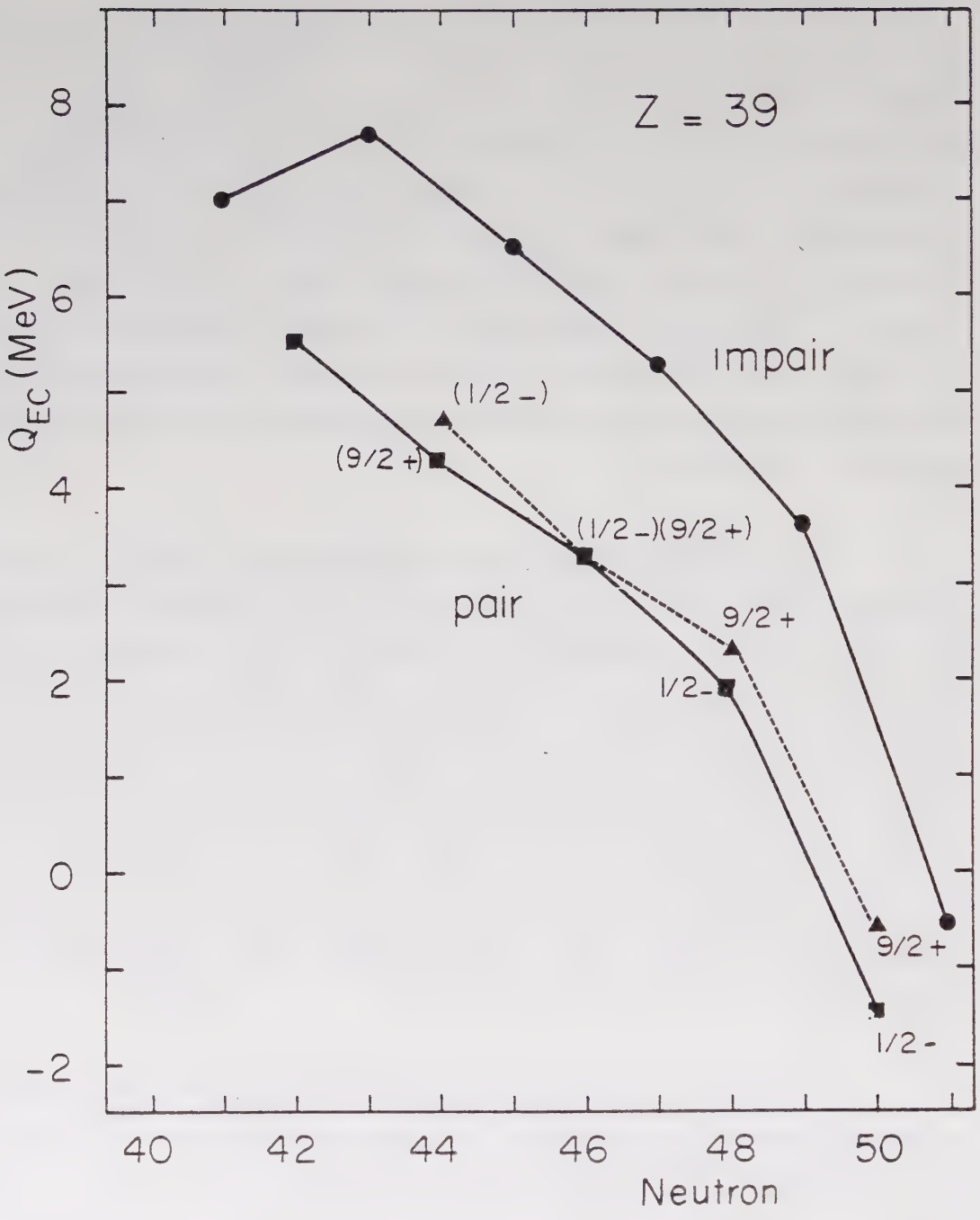


Figure 38 : Evolution du Q_{EC} en fonction du nombre de neutrons pour des isotopes déficients d'Yttrium.

Isotope	Q_{EC} (MeV) Exp. Orsay	ΔM (MeV/c²) Orsay + Wapstra (20)	S_{2n} (MeV)	Bp (MeV)	$Q_{EC}(Z,N)-Bp(Z-1,N+1)$ (MeV)
^{79}Sr	5.069 ± 0.067	-65.839 ± 0.074	24.008 ± 0.278	6.006 ± 0.087	1.022 ± 0.074
^{81}Sr		-71.454 ± 0.038	21.758 ± 0.083		-0.852 ± 0.039
^{80}Y	6.934 ± 0.242	-63.256 ± 0.244		4.706 ± 0.255	
^{81}Y	5.620 ± 0.089	-65.814 ± 0.097		2.913 ± 0.102	
^{82}Y	7.793 ± 0.123	-68.204 ± 0.123	21.091 ± 0.273	4.059 ± 0.129	
^{83}Y	4.411 ± 0.053	-72.352 ± 0.057	22.681 ± 0.112	3.644 ± 0.058	
^{84}Y	6.475 ± 0.124	-74.165 ± 0.124	22.104 ± 0.175	4.691 ± 0.126	
^{85}Y		-77.835 ± 0.012	21.626 ± 0.058	4.484 ± 0.013	
^{86}Y		-79.275 ± 0.020	21.253 ± 0.125		
^{81}Zr	7.210 ± 0.380	-58.604 ± 0.392		2.637 ± 0.451	4.297 ± 0.393
^{82}Zr	4.0 ± 0.5	-64.204 ± 0.515		5.679 ± 0.524	-0.059 ± 0.516
^{83}Zr(*)	6.039 ± 0.130	-66.313 ± 0.122	23.802 ± 0.329	5.398 ± 0.173	2.395 ± 0.142
^{85}Zr	4.693 ± 0.099	-73.142 ± 0.100	25.081 ± 0.525	6.266 ± 0.159	0.209 ± 0.100
^{87}Zr		-79.346 ± 0.008	22.347 ± 0.101	7.360 ± 0.021	
^{86}Nb	7.978 ± 0.081	-69.997 (syst)		4.144 (syst)	
^{87}Nb	5.169 ± 0.059	-74.177 ± 0.060		3.491 (syst)	
^{87}Mo	6.378 ± 0.308	-67.799 ± 0.314		5.091 (syst)	2.887 (syst)

(*) valeur obtenue en considérant comme état final le ^{83g}Y

Tableau 23

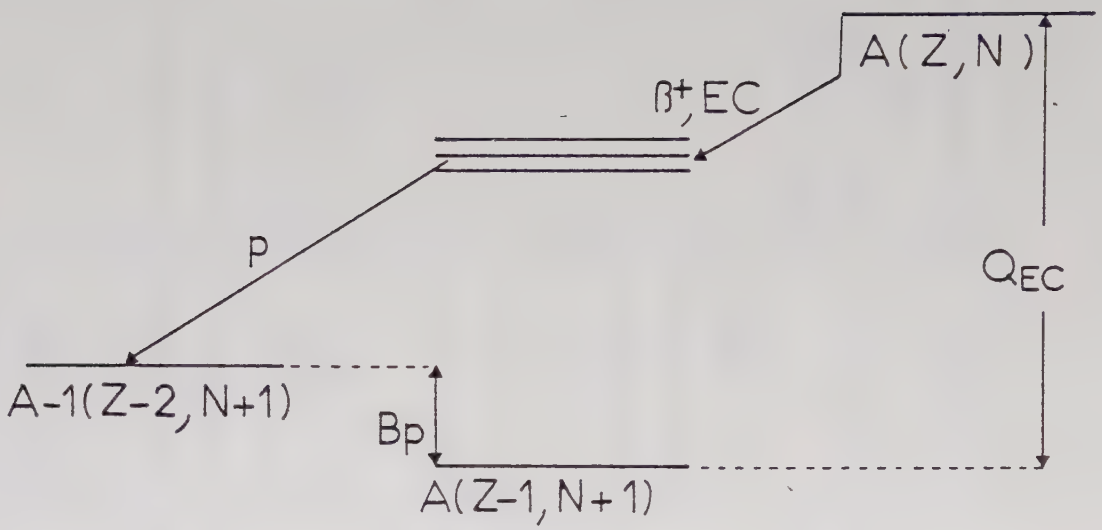


Figure 39

Le bilan énergétique de ce type de désintégration s'écrit :

$$Q = (M_N^Z - M_{N+1}^{Z-2} - M_H)\ c^2$$

soit encore si

$$Q_{EC} = (M_N^Z - M_{N+1}^{Z-1})\ c^2$$

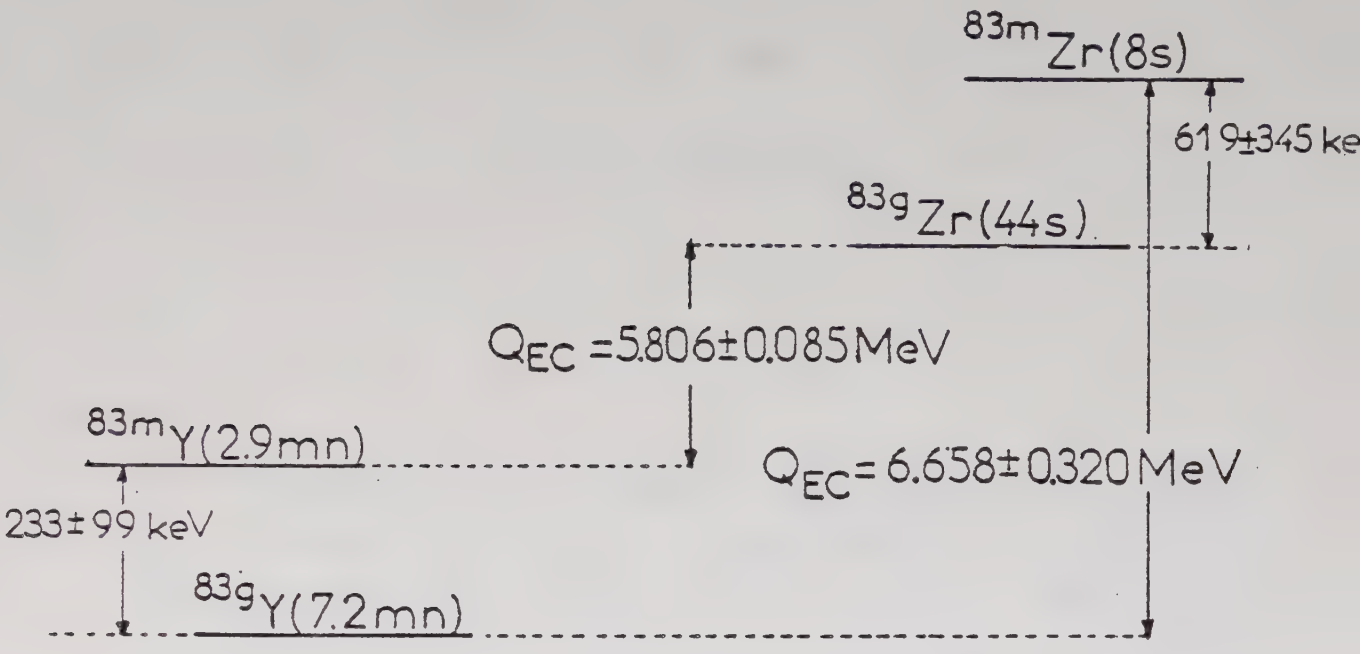
$$Bp = (M_{N+1}^{Z-2} + M_H - M_{N+1}^{Z-1})\ c^2$$

On a $Q = Q_{EC} - Bp$

Cette valeur de Q de transition serait pour le ^{81}Zr de 4.297 ± 0.393 MeV, soit assez proche de la valeur avancée par J.C. Hardy (4) de l'ordre de 5 MeV.

Pour le ^{83}Zr par contre, cette énergie de désintégration Q_{EC}-Bp est plus faible Q = 2.395 ± 0.142 MeV, mais il faut noter que

S. Della Negra (2) a mis en évidence un état isomérique du ^{83}Zr, que l'analyse par le programme QBETA a permis de situer de la façon suivante :



Dans ce cas, l'émission de proton retardé est plus favorable à partir de la désintégration du ^{83m}Zr avec Q_{EC}-Bp= 3.014 ± 0.325 MeV.

Il serait intéressant de confirmer ces résultats par la mesure directe de l'énergie des protons émis, mais ce type de désintégration ne représentant qu'un embranchement de 10^{-3} à 10^{-4} par rapport à l'émission β^+, il serait sans doute nécessaire d'utiliser un autre type de dispositif expérimental : par exemple, un séparateur d'isotopesqui, en permettant de ne sélectionner que la masse en question, diminuerait le taux de coïncidences fortuites des spectres proton-X ou proton-β^+.

C O N C L U S I O N

Le dispositif expérimental décrit dans ce travail permet, par l'association en parallèle de deux systèmes de détection performants, alimentés simultanément par une technique de transport rapide d'activité qui est celle du jet d'hélium, de mesurer les caractéristiques de désintégration d'isotopes situés très loin de la vallée de stabilité donc produits généralement avec de faibles sections efficaces et ayant une durée de vie très courte ($\sim$ 100 ms).

La combinaison de ce dispositif expérimental efficace et de la méthode d'analyse par forme des spectres d'énergie béta qui permet de passer à l'aide d'un traitement relativement léger des grandeurs physiques brutes à des propriétés de structure telles que la masse ou l'énergie de séparation de deux neutrons, a donné un outil d'investigation puissant qui a été utilisé avec succès dans la région $N \cong Z \cong 40$ comme le montre les courbes de la figure 40 qui présente l'énergie S_{2n} en fonction du nombre de neutrons pour des isotopes déficients de Strontium, Yttrium, Zirconium. Une rupture brutale dans la systématique des énergies de liaison de deux neutrons (fig. 39) et dans celle des énergies de transition β^+ (Q_{EC}) (fig. 38) permet de mettre en évidence un comportement anormal de la matière nucléaire pour N = 41, Z = 38, 39 qui peut signaler une zone de transition de forme dans une région où l'analyse des états isomériques (^{83g}Y, ^{83m}Y) indique la présence de noyaux déformés oblates. Nous avons pu ainsi illustrer de façon concrète comment le développement des techniques et des méthodes d'analyse amène une progression de connaissance importante.

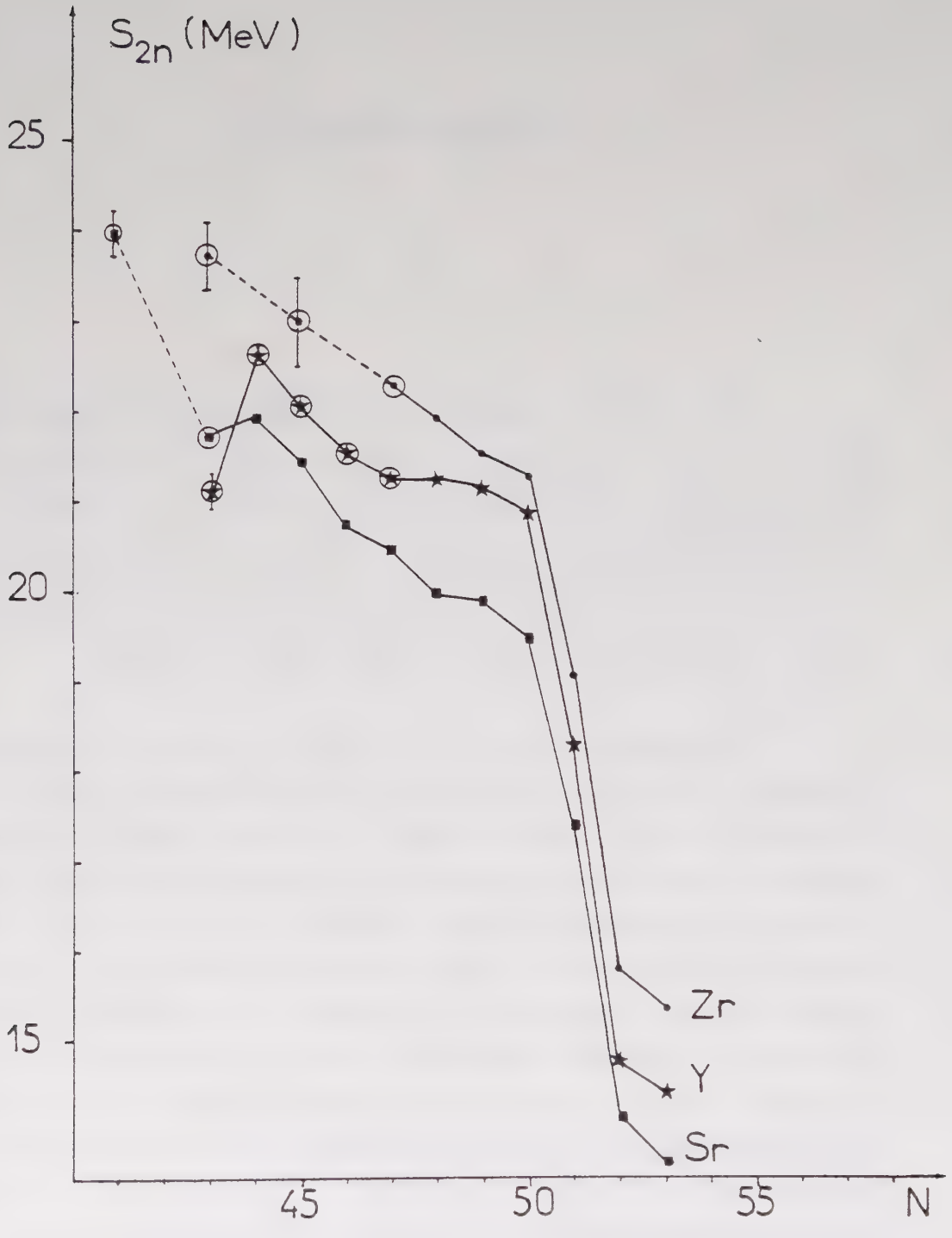


Figure 40 : *Variation de l'énergie de séparation de 2 neutrons en fonction du nombre de neutrons pour des isotopes déficients en neutrons de Zirconium, Yttrium et Strontium.*

En outre, ce travail ouvre probablement la voie à d'autres développements techniques grâce auxquels on peut espérer aborder une étude plus complète de tous les noyaux à durée de vie courte produits par ions lourds et transportés par jet d'hélium.

C'est la description rapide de ces perspectives qui constitue le deuxième volet de cette conclusion.

Actuellement, un autre projet est en cours d'étude qui a pour but l'obtention de la masse par une mesure directe. La technique de temps de vol serait toujours utilisée, mais l'adjonction d'un réflecteur électrostatique semblable à celui décrit par Mamyrin et al. (28) (29) permettrait d'atteindre des résolutions $\frac{M}{\Delta M} \cong 3.000$ u. Dans ce cas, une détermination précise du centroïde des pics entraîne une incertitude sur la mesure de la masse de 10^{-4} u ou 100 keV/c^2 pour un pic correspondant à quelques milliers d'événements. La mesure simultanée du Q_β du noyau père et de la masse du noyau fils donnerait ainsi en une seule expérience, la masse des deux noyaux. De plus, la mesure éventuelle du Q_β du noyau fils conduirait à une deuxième détermination de la masse de cet isotope, ce qui diminuerait l'incertitude sur cette valeur.

D'autre part, ce complexe expérimental présente l'intérêt de pouvoir être utilisé soit dans son intégralité, soit par éléments fractionnés (jet d'hélium traditionnel comprenant un capillaire court amenant les produits de réaction face à une jonction à barrière de surface pour la mesure des énergies alpha, capillaire long alimentant soit le spectromètre de masse par temps de vol pour l'identification de nouveaux isotopes, soit le dérouleur de bande seul pour des analyses de coïncidences dans de bonnes conditions d'efficacité géométrique). L'étude peut ainsi porter sur une zone assez large de la carte des nucléides avec les étapes habituelles de la recherche de noyaux exotiques (production, identification et détermination des caractéristiques de désintégration) ou, au contraire, sur un oú quelques isotopes bien précis sélectionnés par l'énergie des ions projectiles et les conditions de collection (distance cible-hémisphère de collection par exemple). En

effet, des améliorations prévues pour le système de collection (capillaires situés en couronne de rayon variable, et collection à plusieurs distances de la cible) doivent permettre de faire une première sélection cinématique sur les différentes réactions nucléaires pouvant intervenir dans la cible. Ceci pourrait d'ailleurs constituer une identification grossière de mécanismes de réactions.

On disposera ainsi de moyens d'investigation particulièrement bien adaptés à la recherche de noyaux exotiques situés très loin de la vallée de stabilité aussi bien pour des noyaux riches que déficients en neutrons.

R E F E R E N C E S

1. S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN, J.P. HUSSON, D. JACQUET and Y. LE BEYEC, 4th International Conference on Nuclei far from Stability, Helsingor (1981) 156.

2. S. DELLA NEGRA, Thèse Orsay (1981).

3. S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN, J.P. HUSSON, Y. LE BEYEC, Z. Phys. A295 (1980) 103.

4. J. CERNY and J.C. HARDY, Ann. Rev. Nucl. Sci. 27 (1977) 333.

5. J.C. HARDY, T.A. MAC DONALD, H. SCHMEING, T. FAESTERMANN, H.R. ANDREWS, J.S. GEIGER, R.L. GRAHAM and K.P. JACKSON, Phys. Letters, vol. 63B (1976) 27.

6. S. DELLA NEGRA, D. JACQUET, Y. LE BEYEC, Rev. Phys. Appl. T16, 11 (1981) 633.

7. P.E. HAUSTEIN, C.J. LISTER, D.E. ALBURGER, J.W. OLNESS and S. SAHA, 4th International Conference on Nuclei far from Stability, Helsingor (1981) 407.
   P.E. HAUSTEIN, Communication personnelle.

8. H. JUNGCLAS, R.D. MAC FARLANE and Y. FARES, Phys. Rev. Letters 27 (1971) 556.

9. E. GEORG, U. GRUSA, R. FASS, F. KASSEN, P. LEMMENTZ, H.G. WILHELM, H. WOLLNIK, R. BRANDT, D. HUDES, H. JUNGCLAS, D. SCHARDT and K. WIEN, GSI Report, GSI-J-1-77 (1977) 154.

10. S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, H. GAUVIN, H. JUNGCLAS et Y. LE BEYEC, IPNO-RC-78-01 (1979) Orsay.
S. DELLA NEGRA, C. DEPRUN, H. JUNGCLAS, H. GAUVIN, J.P. HUSSON and Y. LE BEYEC, N.I.M. 156 (1978) 355.

11. J. POUTHAS, Nucl. Instr. and Meth. 135 (1976) 187.

12. Alpha, Beta and Gamma Rays Spectroscopy, édité par K. SIEGBAHN (1955).

13. M.J. BERGER and S.M. SELTZER, Studies in penetration of charged particles in matter publication 1133, National Academy of Sciences National Research, Washington D.C. (1964).

14. E. BECK, Nucl. Instr. and Meth. 76 (1969) 77

15. J.G. CRAMER Jr, B.J. FARMER and C.M. CLASS, Nucl. Instr. and Meth. 16 (1962) 289

16. R. DECKER, K.D. WUNSCH, H. WOLLNIK, E. KOGLIN, G. SIEGERT and G. JUNG, Z. Phys. A294 (1980) 35.

17. D.R. GOOSMAN and D.E. ALBURGER, Phys. Rev. C7, 6 (1973) 2404

18. R.C. PARDO, C.N. DAVIDS, M.J. MURPHY, E.B. NORMAN and L.A. PARKS, Phys. Rev. C16, 1 (1977) 370
E.B. NORMAN, C.N. DAVIDS, M.J. MURPHY and R.C. PARDO, Phys. Rev. C17, 6 (1978) 2176

19. P.E. HAUSTEIN, C.J. LISTER, D.E. ALBURGER and J.W. OLNESS, Proc. AMCO VI, E. Lansing, Michigan, sept. 18-21, 1979.
P.E. HAUSTEIN, Communication personnelle.

20. A.H. WAPSTRA, K. BOS, Communication personnelle, octobre 1981.

21. C.M. LEDERER, V.S. SHIRLEY, E. BROWNE, J.M. DAIRIKI, R.E. DUEBLER, A.A. SHIHAB-ELDIN, L.S. JARDINE, J.K. TULI, A.B. BUYRN, Table of Isotopes, Seventh edition, Wiley Interscience ed.

22. R.S. HAGER et E.C. SELTZER, N.D. A4 (1968) 1.

23. E. NOLTE, Y. SHIDA, W. KUTSCHERA, R. PRESTELE and H. MORINAGA, Z. Phys. 268 (1974) 267.

24. W.P. ALFORD, R.E. ANDERSON, P.A. BATAY-CSORBA, R.A. EMIGH, D.A. LIND, P.A. SMITH and C.D. ZAFIRATOS, Nucl. Phys. A330 (1979) 77.

25. R. BRODA, A.Z. HRYNKIEWICZ and J. STYCZEN, Nucl. Phys. A216 (1973) 493.

26. J.B. BALL and J.J. PINAJIAN, J.S. LARSEN, A.C. RESTER, Phys. Rev. C8 (1973) 1438.

27. M.L. SIMPSON, J.E. KITCHING and S.K. MARK, Can. J. Phys. 51 (1973) 1098.

28. V.I. KARATAEV, B.A. MAMYRIN and D.V. SHMIKK, Sov. Phys. JETP, vol. 16, n°7, (1972) 1177.

29. B.A. MAMYRIN, V.I. KARATAEV, D.V. SHMIKK and V.A. ZAGULIN, Sov. Phys. JETP, vol. 37, n°1 (1973) 45.